

UNIVERSITE DE NICE-SOPHIA ANTIPOLIS - UFR Sciences
Ecole Doctorale Sciences Fondamentales et Appliquées

THESE

pour obtenir le titre de

Docteur en Sciences

de l'UNIVERSITE de Nice-Sophia Antipolis

Discipline : Sciences de la planète et de l'univers

présentée et soutenue par

Christophe GIORDANO

Prédiction et Optimisation des techniques
pour l'observation à haute résolution angulaire
et pour la future génération de très grands télescopes

Thèse dirigée par Jean VERNIN
et co-dirigée par Marcel CARBILLET

soutenue le 19 décembre 2014

Jury :

M.	Marcel CARBILLET	Co-directeur de thèse
Mme.	Merieme CHADID	Examinateur
M.	Francis DALAUDIER	Rapporteur
M.	Alex MAHALOV	Rapporteur
Mme.	Casiana MUÑOZ-TUÑÓN	Rapporteur
M.	Jean VERNIN	Directeur de thèse

Résumé

Avec l'avènement de la prochaine génération de télescope de plus de 30m de diamètre, il devient primordial de réduire le coût des observations et d'améliorer leur rendement scientifique. De plus il est essentiel de construire ces instruments sur des sites disposant d'une qualité optique maximale. J'ai donc essayé, au cours de ma thèse, de développer un outil fiable, facile d'utilisation et économique permettant de satisfaire ces exigences. J'ai donc utilisé le modèle de prévision météorologique Weather Research and Forecasting et le modèle de calcul de la turbulence optique Trinquet-Vernin pour prédire, plusieurs heures à l'avance, les conditions optiques du ciel tout au long de la nuit. Cette information permettrait d'améliorer la gestion du programme d'observation, appelée "flexible scheduling", et ainsi de réduire les pertes dues à la variation des conditions atmosphériques. Les résultats obtenus et les améliorations apportées au modèle WRF-TV lui permettent de présenter un bon accord entre les mesures et les prévisions ce qui est prometteur pour une utilisation réelle. Au delà de cette gestion, nous avons voulu créer un moyen d'améliorer la recherche et le test de sites astronomiquement intéressants. Nous avons donc défini un paramètre de qualité qui prend en compte les conditions météorologiques et optiques. Ce paramètre a été testé au-dessus de l'île de La Palma aux Canaries et a montré que l'Observatorio del Roque de los Muchachos est situé au meilleur emplacement de l'île. Enfin nous avons créé une routine d'automatisation du modèle WRF-TV afin d'avoir un outil opérationnel fonctionnant de manière autonome.

Mots-clés : turbulence dynamique, turbulence optique, prévision météorologique, figure de mérite, optique atmosphérique, test de site, recherche de site, gestion optimisée d'observations, méthode numérique, méthode statistique, haute résolution angulaire, optique adaptative.

Prevision and optimisation of technics for high angular resolution observations and for the next generation of extremely large telescopes

Abstract

With the next generation of extremely large telescope having mirror with a diameter larger than 30m, it becomes essential to reduce the cost of observations and to improve their scientific efficiency. Moreover it is fundamental to build these huge infrastructures in location having the best possible optical quality. The purpose of my thesis is to bring a solution easier and more economical than before. I used the Weather Research and Forecasting (WRF) model and the Trinquet-Vernin parametrization, which computes the values of the optical turbulence, to forecast a couple of hours in advance the evolution of the sky optical quality along the coming night. This information would improve the management of observation program, called "flexible scheduling", and thereby reduce losses due to the atmospheric variations. Our results and improvements allow the model us WRF-TV to have a good agreement between previsions and in-situ measurements in different sites, which is promising for a real use in an observatory. Beyond the flexible scheduling, we wanted to create a tool to improve the search for new sites or site testing for already existing sites. Therefore we defined a quality parameter which takes into account meteorological conditions (wind, humidity, precipitable water vapor) and optical conditions (seeing, coherence time, isoplanatic angle). This parameter has been tested above La Palma in Canary island showing that the Observatorio del Roque de los Muchachos is located close to the best possible location of the island. Finally we created an automated program to use WRF-TV model in order to have an operational tool working routinely.

key words : dynamical turbulence, optical turbulence, meteorological forecast, figure of merit, atmospheric optics, site testing, site search, flexible scheduling, numerical methods, statistical method, high angular resolution, adaptive optics.

À ma femme Eva
et ma fille Manon...

Remerciements

Avant tout, je souhaite remercier sincèrement mon directeur de thèse Jean Vernin pour m'avoir donné la chance de travailler avec lui. Je le remercie également pour son accueil, pour son écoute, pour son aide tout au long de ces trois années dans nos nombreux échanges, pour la liberté de travail qu'il m'a laissée ainsi que pour les nombreuses qualités humaines dont il a fait preuve.

Je tiens à remercier chaleureusement mon co-directeur de thèse Marcel Carbillet qui m'a aidé à évoluer depuis mon stage de troisième année de Licence effectué sous sa direction jusqu'à cette thèse qu'il a co-dirigée. Je le remercie aussi pour son aide et ses conseils au cours de ces trois années, au cours des conférences et pendant la rédaction de ce mémoire.

Que le professeur Alex Mahalov trouve ici toute ma reconnaissance pour son accueil dans son équipe à l'Université d'État d'Arizona où j'ai pu bénéficier de ses nombreux conseils pendant plus d'un mois afin d'apprendre le fonctionnement du modèle WRF. Je le remercie également pour nos échanges pendant mes trois années de thèse, pour sa présence dans mon jury de thèse et pour sa lecture attentive de ce mémoire.

Je remercie le professeur Casiana Muñoz-Tuñón pour son travail et son aide dans la rédaction de nos articles, pour nos échanges fructueux ainsi que pour son accueil chaleureux et son soutien au cours des conférences. Je la remercie également d'être présente en tant que rapporteur et juré de ma thèse.

Je remercie le docteur Merieme Chadid pour ses enseignements au cours de mon Master, pour son accueil au sein de l'équipe du laboratoire, pour nos nombreuses discussions, pour sa convivialité ainsi que pour avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse.

Que le professeur Francis Dalaudier trouve ici mes sincères remerciements pour avoir accepté d'être dans mon jury de thèse et d'être rapporteur de ce mémoire.

Je remercie l'ensemble de l'équipe scientifique et administrative du laboratoire Lagrange et de l'Observatoire de la Côte d'Azur pour son accueil au sein de cette unité de recherche.

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à mes parents qui m'ont soutenu inconditionnellement tout au long de ces trois années et qui m'ont aidé au cours de la rédaction de ce mémoire et de la préparation de ma soutenance.

Je remercie mon frère Cyril, sa femme Mélanie et mon neveu Nicolas pour tous nos moments

de rires qui m'ont permis de m'évader et de m'épanouir pleinement pendant mes études.

Je remercie aussi l'ensemble de ma famille pour sa présence et son soutien pendant cette thèse.

Je souhaite également exprimer ma reconnaissance à mes meilleurs amis Stéphane et Alexandra pour leur soutien, pour tous nos moments de rires, pour avoir été là pendant cette thèse, et pour avoir répondu présent pour ma soutenance.

Je remercie particulièrement ma femme Eva pour tout ce qu'elle m'a apportée au cours de mes 8 années d'études. Je la remercie pour son amour, pour m'avoir soutenu infailliblement à chaque moment de ma thèse, pour avoir accepté de partager toutes les expériences apportées par ce doctorat au cours de ces trois années ainsi que pour m'avoir aidé dans la rédaction de ce rapport et la préparation de ma soutenance. Sans sa présence je suis persuadé que je n'en serais pas là aujourd'hui.

Pour terminer je remercie ma fille de 14 mois Manon qui m'a donné le sourire chaque matin avant de partir travailler et chaque soir en rentrant. Elle a été sans le savoir un soutien incroyable et une réelle source de motivation au cours de cette dernière année de thèse.

Table des matières

Introduction	12
I Théorie, Instrumentation, Techniques et Objectifs	16
1 Optique atmosphérique	17
1.1 Rappel théorique	17
1.1.1 Développement et apparition de la turbulence	17
1.1.2 Paramètres pour la caractérisation de la turbulence optique	19
1.2 Instrumentation et outils	20
1.3 Présentation de l'article	23
1.4 Optique adaptative	38
2 Objectifs	39
2.1 "Flexible scheduling"	39
2.2 Recherche et validation de sites astronomiques	40
2.3 Modèle des couches minces	40
2.4 Ondes de gravité	40
II Modèle statistique de déduction de la turbulence optique, et modèle numérique de prévision météorologique	42
3 Modèle de prévision atmosphérique WRF	43
3.1 WRF Pre-Processing System	43
3.1.1 Domaines et données d'entrée	43
3.1.2 Fonctionnement de WRF Pre-Processing System	45
3.2 Modèle WRF-ARW	46
3.2.1 Equations qui gouvernent WRF	47
3.2.2 Imbrication de sous-domaines	48
4 Modèle statistique Trinquet-Vernin	50
III Test du modèle WRF-TV :	
sur un cas idéalisé,	

et étude de son efficacité au dessus de sites réels	53
5 Cas idéalisé	54
5.1 Couches minces	54
5.2 Ondes de gravité	54
5.3 Paramétrisation du cas idéalisé	56
5.4 Résultats	57
5.4.1 Modèle des couches minces	57
5.4.2 Ondes de gravité	59
5.5 Conclusion	62
6 Prévisions au-dessus de sites réels	69
6.1 Comparaison des mesures et des prévisions à l'Observatorio del Roque de los Muchachos	69
6.2 Utilisation de WRF au dessus du site de XingLong en Chine	81
6.3 Utilisation de WRF au-dessus d'autres sites	92
6.4 Variation spatiale et figure de mérite	101
6.5 Calcul du profil vertical de l'échelle externe L_0	110
IV Améliorations du modèle et Automatisation	112
7 Optimisation des prévisions	113
7.1 Raffinement de la résolution horizontale et du modèle numérique de terrain . . .	113
7.1.1 Présentation de l'article	114
7.2 Raffinement de la résolution verticale	124
7.2.1 Imbrication verticale	124
7.2.2 Résultats	124
8 Automatisation	129
8.1 Exemple de fonctionnement	129
Conclusion et perspectives	131
8.2 Conclusion	131
8.2.1 Instrumentation	132
8.2.2 WRF-TV sur un cas "idéalisé"	132
8.2.3 WRF-TV sur un cas réel	133
8.2.4 WRF-TV en mode opérationnel	134
8.3 Perspectives	134
Annexes	136
A Namelist pour le modèle WRF	136
A.1 Namelist pour WRF Preprocessing System	136
A.2 Namelist pour WRF-ARW	140
B Installation et premiers résultats du Single Star SCIDAR à Ali au Tibet	144

C	Installation et premiers résultats du Single Star SCIDAR à Xinglong en Chine	153
D	Optique adaptative à Dôme C	160
D.1	Caractérisation des deux modes de la turbulence optique à Dôme C	160
D.2	Dimensionnement du système d'AO	162
D.3	Simulation de l'erreur d'anisoplanétisme	164
E	Communications scientifiques	168
E.1	Novembre-Décembre 2011 - Stage à l'Arizona State University	168
E.2	13th Annual WRF Users' Workshop, Boulder - June 2012	168
E.3	CNES-ONERA Propagation Workshop, Toulouse, France - Janvier 2013	168
E.4	SPIE 2014 - Astronomical Telescope + Instrumentation, Montréal, Canada - Juin 2014.	168
E.5	Adapting to the atmosphere, Durham, Angleterre - septembre 2014.	169

Table des figures

1.1	Schéma de principe du fonctionnement d'un système d'AO.	38
3.1	Schéma de fonctionnement du modèle WRF [51].	44
3.2	Possibilités d'imbrication. Les schémas (a) et (b) sont possibles alors que les (c) et (d) ne le sont pas.	49
5.1	Exemple d'hodographe du vent en présence d'onde de gravité. L'oscillation de la vitesse du vent se définit par l'apparition d'une ellipse.	55
5.2	Nombres d'onde caractérisant une onde de gravité.	57
5.3	Cette figure représente, de gauche à droite, les profils initiaux de la température potentielle, de la composante U de la vitesse du vent, du nombre de Richardson, et du C_N^2 qui en résulte d'après le modèle TV.	58
5.4	Evolution temporelle du profil vertical de la température potentielle.	59
5.5	Evolution temporelle du profil vertical du C_N^2	60
5.6	Mêmes profils que la figure 5.3, mais après 12.5 minutes de simulation	62
5.7	Mêmes profils que la figure 5.3, mais après 34 minutes de simulation	63
5.8	Exemple de profils verticaux des composantes de la vitesse du vent. On constate qu'il n'y a pas d'oscillations claires, mais seulement des faibles variations.	64
5.9	Exemple d'oscillations des composantes de la vitesse dues à une onde de gravité (en haut) comme le montre l'ellipse associée à ces variations visibles sur l'hodographe du vent (en bas). Ces courbes sont les mêmes que celles de la figure 5.8 mais filtrées.	65
5.10	Même figure que la 5.9, mais à un autre moment de la simulation.	66
5.11	Même figure que la 5.9, mais à un autre moment de la simulation.	67
5.12	Même figure que la 5.9, mais à un autre moment de la simulation.	68
6.1	Carte du site Aklim donnée par le domaine le plus fin. La résolution est de $1 \times 1 km$	92
6.2	Carte du site Macon donnée par le domaine le plus fin. La résolution est de $1 \times 1 km$	93
6.3	Carte du site Cerro Ventarrones donnée par le domaine le plus fin. La résolution est de $1 \times 1 km$	93
6.4	Corrélation entre les mesures de la station météo et les prévisions de WRF à Djebel Aklim (Maroc). De gauche à droite et de haut en bas : Pression, Température, Composantes (U,V) et module de la vitesse du vent et humidité relative.	96
6.5	Mêmes graphiques que la figure 6.4 pour le site de Macon (Argentine).	97
6.6	Mêmes graphiques que la figure 6.4 pour le site de Cerro Ventarrones (Chili).	98
6.7	Corrélation entre le seeing mesuré par le DIMM et prédit par WRF-TV au dessus de l'observatoire de Djebel Aklim.	99

6.8	Corrélation entre le seeing mesuré par le DIMM et prédit par WRF au dessus de l'observatoire de Macon.	99
6.9	Corrélation entre le seeing mesuré par le DIMM et prédit par WRF au dessus de l'observatoire de Cerro Ventarrones.	100
6.10	Profil moyen de L_0 simulé par WRF-TV à La Palma. A gauche, le profil entre 0 et 1km et à droite, le profil sur toute la hauteur du domaine.	110
7.1	Exemple d'imbrication des niveaux verticaux avec trois valeurs pour " <i>vert_refine_fact</i> ". On peut noter que <i>vert_refine_fact</i> = 1 correspond à l'absence de raffinement vertical.	125
7.2	Corrélation entre les mesures et les prévisions pour la pression au sol.	126
7.3	Corrélation entre les mesures et les prévisions pour la température au sol.	127
7.4	Corrélation entre les mesures et les prévisions pour la vitesse du vent au sol.	128
7.5	Corrélation entre les mesures et les prévisions pour le seeing.	128
D.1	Profils verticaux du C_N^2 et du module de la vitesse horizontale du vent $ V_h $. En rouge sont tracés les profils moyens des cas où $\varepsilon_0 > 0.6''$, et en bleu les cas où $\varepsilon_0 < 0.6''$. Les cadres inférieurs représentent les profils dans les quatre couches de la couche limite.	161
D.2	Exemple de configuration d'un projet de simulation utilisant CAOS.	165
D.3	Erreur d'anisoplanétisme obtenue grâce à la simulation faite avec CAOS pour les deux modes visibles dans la table D.3 et la figure D.1. La courbe en pointillés correspond au mode 1 ($\varepsilon_0 < 0.6''$) et la courbe en ligne pleine correspond au mode 2 ($\varepsilon_0 > 0.6''$).	166
D.4	Rapport de Strehl obtenu grâce à la simulation faite avec CAOS pour les deux modes visibles dans la table D.3 et la figure D.1. La courbe en pointillés correspond au mode 1 ($\varepsilon_0 < 0.6''$) et la courbe en ligne pleine correspond au mode 2 ($\varepsilon_0 > 0.6''$).	167

Liste des tableaux

4.1	Profil vertical de ϕ déduit de l'analyse statistique de ballons sondes	52
5.1	Résumé des paramètres caractérisant une onde de gravité pour 9 cas distincts. . .	61
6.1	Définitions des sites et des domaines pour les trois autres lieux d'étude	92
6.2	Pente de la droite de régression et écart-type pour chaque paramètre et chaque site. Les valeurs en gras représentent la meilleure prévision pour un paramètre dans les différents sites.	95
7.1	Pente de la droite de régression, coefficient de corrélation R , et écart-type σ pour chaque paramètre météorologique et pour le seeing. Les valeurs en gras représentent le meilleur résultat entre les deux simulations (avec et sans raffinement vertical)	126
D.1	Principaux paramètres caractérisant les deux comportements de la turbulence au Dôme C calculés dans le visible ($\lambda = 0.5\mu m$).	162
D.2	Principaux paramètres caractérisant les deux comportements de la turbulence au Dôme C calculés dans la bande J ($\lambda = 1.25\mu m$).	162
D.3	Profil vertical de C_N^2 utilisé pour les simulations avec CAOS.	166

Introduction

Depuis le début des années 80 lors de la création de projets de grands, voire très grands télescopes, l'astronomie au sol a subi une véritable révolution. Au delà des observations classiques, l'optique adaptative, l'interférométrie et la spectroscopie ont permis et permettent encore de repousser les limites de nos connaissances. Parmi les plus grands télescopes existant aujourd'hui, on peut citer : le Very Large Telescope (VLT) au Chili, le KECK à Hawaï, le Gran Telescopio Canarias (GTC) aux îles Canaries en Espagne, le Gemini South telescope ou encore le Large Binocular Telescope (LBT). Tous ces instruments ont une dimension supérieure à 8m et sont théoriquement capables d'atteindre une meilleure résolution que le télescope spatial Hubble qui dispose d'une ouverture de seulement $2.4m$.

Malgré les performances de ces observatoires, la course au plus grand diamètre a été relancée depuis une dizaine d'années avec la volonté de construire une nouvelle classe d'instruments. Ces derniers seraient caractérisés par des miroirs de tailles supérieures à 30m, et un coût de plusieurs centaines de millions d'euros. Parmi eux l'European Extremely Large Telescope (E-ELT) (Gilmozzi & Spyromilio 2007 [22], Vernin et al. [74] et Vázquez Ramió et al. 2012 [67]) et le Thirty Meter Telescope (TMT) (Schock et al. 2009 [58]) pourraient voir le jour d'ici 5 à 10 ans. On peut aussi citer l'ELT chinois qui est encore à l'étude (Liu & Cui, 2008 [37]).

Cependant, l'augmentation de la taille des miroirs n'est pas l'unique facteur à considérer si l'on veut construire ce genre d'instrument. En effet, la limite de résolution angulaire, et donc la meilleure qualité d'observation, est atteinte en l'absence de turbulence optique et atmosphérique, ce qui n'est jamais le cas depuis le sol. Par conséquent, le choix d'un lieu d'observation disposant d'une stabilité optique remarquable est plus que jamais un paramètre essentiel pour l'installation de ces télescopes.

C'est dans ce cadre que s'inscrit mon travail de recherche. J'ai essayé au cours de ma thèse d'appréhender les différents domaines de l'optique atmosphérique (théorie, instrumentation, simulation) afin de résoudre deux problématiques importantes :

1. Comment optimiser le temps et le programme d'observation des observatoires afin de réduire leur coût de fonctionnement et d'améliorer leur rendement économique et scientifique ?
2. Comment mettre en oeuvre un moyen efficace et peu coûteux permettant de tester la qualité optique de plusieurs sites simultanément dans une région donnée ?

Pour commencer, j'ai étudié la théorie de la propagation optique et de la turbulence optique grâce aux travaux de Tatarski (1961)[61], de Roddier (1981)[54], de Coulman et al. (1988)[17],

de Vernin et al. (1983)[70] [71] et de Fried [20]. Il est aujourd’hui parfaitement connu qu’un front d’onde traversant un milieu perturbé comme l’atmosphère terrestre voit sa phase et son amplitude varier spatialement et temporellement de manière stochastique. Cette variation a pour effet de déformer les images acquises par les différents instruments. Cette perturbation, ou turbulence, peut-être caractérisée par un certain nombre de paramètres tels que la constante de structure de l’indice de réfraction C_N^2 , le seeing ε_0 , le temps de cohérence τ_0 ou l’angle d’isoplanétisme θ_0 .

La deuxième partie de ma thèse est consacrée à l’étude de l’instrumentation utilisée pour mesurer ces paramètres. En effet, comprendre les différentes façons de mesurer la turbulence est important pour appréhender l’impact de l’atmosphère sur des observations astronomiques. Parmi tous les instruments de mesures de la turbulence optique existants, on peut citer : le Differential Image Motion Monitor (DIMM), le Scintillation Detection and Ranging (SCIDAR), le Single Star Scidar (SSS), le Multi-Aperture Scintillation Sensor (MASS), ou encore les ballons sondes. Mon travail s’est principalement orienté vers l’étude et le traitement des données du Single Star Scidar (SSS) installé à Dôme C en Antarctique. Ce travail a abouti à la publication d’un article de rang A dans la revue *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* (PASP) en 2012.

Malgré leur fiabilité, aucun de ces instruments n’est capable de mesurer la turbulence dans un champ tridimensionnel, et encore moins de la prédire plusieurs heures à l’avance. Ces deux points sont essentiels pour résoudre mes problématiques. Cette idée de prévision tridimensionnelle a été proposée pour la première fois par Coulman et al. en 1986 [16] qui envisageaient d’allier astronomes et météorologues afin de traiter ce sujet.

Depuis, plusieurs études ont été réalisées pour résoudre ce problème. La première est celle de Bougeault et al. en 1995 [8] qui utilisait le modèle numérique hydrostatique PERIDOT¹ et qui comparait les simulations aux mesures acquises avec un DIMM. Il a calculé pour la première fois une carte du seeing, mais la résolution de 3km atteinte par ce modèle n’était pas suffisante pour permettre une bonne représentation de la turbulence optique. La deuxième étude est celle de Masciadri et al. en 1999 [49] [50], qui utilisaient le modèle de simulation atmosphérique méso-échelle non-hydrostatique Meso-NH pour reconstruire le profil du C_N^2 . Ce travail a depuis été amélioré grâce à une nouvelle procédure de calibration (Masciadri & Jabouille [48]), et il a été validé grâce à des mesures simultanées (Masciadri et al. [45]). Cette méthode a aussi été utilisée dans différents sites astronomiques (Masciadri & Egner [47], Hagelin et al. [28], Lascaux et al. [34]) et en utilisant d’autres modèles atmosphériques tels que MM5² et WRF³ (Cherubini et al. 2008 [14] et 2011 [13]).

La troisième partie de ma thèse a pour vocation d’apporter une autre solution que celle des auteurs cités ci-dessus pour simuler le profil du C_N^2 dans un domaine 3D. J’ai donc essayé d’introduire :

- L’utilisation du modèle de prévision WRF, pour simuler les conditions météorologiques dans un domaine 3D.
- L’utilisation d’un modèle statistique déduit de mesures faites par des ballons sondes. Ce

1. PERIDOT : Prévisions à Echéances Rapprochées Intégrant des Données Observées et Télédétectées
 2. MM5 : fifth-generation Penn State/NCAR Mesoscale Model
 3. WRF : Wheather Research and Forecasting

modèle, développé par Trinquet & Vernin [65], permet de relier les paramètres météorologiques tels que la température et la vitesse du vent, aux paramètres de la turbulence optique (C_N^2 , ε_0 , θ_0 , τ_0).

- L'utilisation d'un modèle de terrain atteignant une résolution inférieure à 100m.
- L'utilisation d'une maille inférieure à 500m pour s'approcher de l'échelle de la turbulence optique.

Réaliser tous ces objectifs me permettrait de répondre à mes deux problématiques. En effet, avoir la capacité de prédire l'évolution de l'état de l'atmosphère et de la turbulence optique pour toute la nuit à venir, avant le début des observations, permettrait d'optimiser la gestion du temps d'observation (appelée "flexible scheduling") et donc le coût et l'efficacité de ces dernières. De plus, l'utilisation d'un modèle numérique permettrait de caractériser la qualité optique et météorologique de plusieurs sites simultanément sans utiliser d'instrumentation au sol. Pour résoudre ce dernier point, j'ai essayé de définir un paramètre de qualité qui tient compte à la fois des conditions météorologiques (vitesse du vent, couverture nuageuse, humidité au sol, vapeur d'eau précipitable) et optiques (seeing, temps de cohérence, angle isoplanétique). En créant une carte de ce paramètre nous pourrions avoir une bonne idée de la localisation du meilleur emplacement astronomique dans une région donnée sans installer d'instrument de mesure au sol.

Dans la première partie de ce mémoire, je présenterai plus en détail le sujet de ma thèse :

- J'introduirai les notions de base de la théorie de la turbulence, en définissant les conditions d'apparition de celle-ci et les paramètres qui la définissent tels que la constante de structure de la température potentielle (C_θ^2) et de l'indice de réfraction (C_N^2), ainsi que ceux qui en découlent : seeing ε_0 , paramètre de Fried r_0 , angle isoplanétique θ_0 , temps de cohérence τ_0 , et étendue de cohérence G_0 .
- Je décrirai l'effet de cette turbulence sur les observations astronomiques.
- Je présenterai les différents instruments qui permettent de la mesurer : Ballons, DIMM, MASS, SCIDAR, SSS, LOLAS.
- Je conclurai cette partie en décrivant essentiellement les deux principaux buts de ma thèse qui sont l'amélioration du "flexible scheduling" et la recherche de site astronomique de qualité.

La deuxième partie traitera des méthodes utilisées pour parvenir à résoudre mes problématiques. Je décrirai en détail le modèle statistique Trinquet-Vernin (TV), et je présenterai le modèle de prévision météorologique "Weather Research and Forecasting" (WRF), avec ses différents aspects utilisés pendant ma thèse.

La troisième partie sera articulée autour des différents résultats obtenus au cours de mes recherches. Je commencerai par l'essai du modèle couplé WRF-TV sur un cas simple. Je continuerai avec un travail de comparaison entre les prévisions de WRF et les mesures instrumentales faites à l'Observatorio del Roque de los Muchachos (ORM) à La Palma aux îles Canaries (Espagne) qui a été publié en 2013[26] et en 2014[25] dans la revue MNRAS.

La dernière partie traitera de l'optimisation du couple WRF-TV basée sur l'amélioration de la résolution du modèle de terrain, des données d'initialisation, et évidemment de la grille simulée par WRF [24]. Je parlerai également de mon travail d'automatisation de WRF-TV afin d'avoir un outil opérationnel pour le "flexible scheduling".

Pour finir je présenterai mes conclusions de ces trois années de thèse ainsi que mes perspectives.

Première partie

**Théorie, Instrumentation,
Techniques et Objectifs**

Chapitre 1

Optique atmosphérique

1.1 Rappel théorique

1.1.1 Développement et apparition de la turbulence

En 1961, Tatarski [61] a développé la théorie de la turbulence optique en utilisant les travaux de Kolmogorov en 1941 [32] sur la turbulence cinématique. La turbulence optique se déclenche en présence d'une variation de l'indice de réfraction de l'atmosphère qui a pour effet de modifier la phase et l'amplitude des fronts d'ondes lumineux. Cette apparition est soumise à deux conditions (Vernin 2002 [69]) :

1. Le gradient de température potentielle doit être différent de zéro ($\frac{d\bar{\theta}}{dz} \neq 0$). En effet comme on le verra par la suite, le marqueur de l'intensité de la turbulence (C_N^2) est lié à la constante de structure de la température potentielle (C_θ^2) qui est nulle en l'absence de gradient de température potentielle. Pour rappel : la température potentielle¹ θ est la température d'une particule d'air sec amenée adiabatiquement à la pression de 1000mb : $\theta = T \left(\frac{1000}{P} \right)^{2/7}$ où T est la température absolue en degrés Kelvin, et P est la pression en hPa.
2. Dans un fluide stratifié, le nombre de Richardson doit être tel que $R_i < 1/4$. R_i est défini par l'équation 1.1, où N est la fréquence de Brunt-Väisälä, T est la température et $\frac{dU}{dz}$ est le gradient de la vitesse horizontale du vent. On peut noter que si $R_i \gg 0$, l'atmosphère est très stable, et si $R_i < 0$ le gradient de la température potentielle moyenne est négatif, il y a donc apparition de convection et l'atmosphère est toujours turbulente.

$$R_i = \frac{N^2}{\left(\frac{dU}{dz} \right)^2} = \frac{g}{T} \frac{\frac{d\bar{\theta}}{dz}}{\left(\frac{dU}{dz} \right)^2} \quad (1.1)$$

Kolmogorov introduit dans sa théorie, deux limites spatiales pour la formation de tourbillons :

- L , l'échelle externe de la turbulence, définit la taille caractéristique des plus gros tourbillons ;

1. On parlera dans ce mémoire de la température potentielle, mais par abus de langage on omettra parfois le terme "potentielle".

- l , l'échelle interne, définit la taille caractéristique des plus petits tourbillons. Lorsque l'on passe à une échelle inférieure à l , l'énergie cinétique des tourbillons se transforme en chaleur par dissipation visqueuse.

Entre ces deux bornes, Kolmogorov suppose que les tourbillons se divisent en tourbillons plus petits en leur distribuant une certaine énergie cinétique, puis ces nouveaux tourbillons se divisent à leur tour jusqu'à atteindre des éléments de taille l . Ce phénomène est appelé "cascade de Kolmogorov". En optique atmosphérique c'est la turbulence optique qui nous intéresse, par conséquent nous allons maintenant discuter de l'échelle externe et interne de la turbulence optique que nous noterons L_0 et l_0 .

En considérant ces bornes, Tatarski (1961)[61], suivi de Fried (1966)[20], puis de Roddier (1981)[54] ont montré qu'il est possible de quantifier la turbulence optique grâce à la constante de structure de la température potentielle C_θ^2 et de l'indice de réfraction C_N^2 , qui sont liées respectivement à la fonction de structure de la température D_θ et à la fonction de structure de l'indice de réfraction D_N entre deux points espacés d'une distance \mathbf{d} . Pour rappel, la fonction de structure d'une variable X entre deux points espacés de \mathbf{d} et à une position $\mathbf{r}\{x, y, h\}$ est définie par la formule :

$$D_X(\mathbf{r}, \mathbf{d}) = \langle (X(\mathbf{r}) - X(\mathbf{r} + \mathbf{d}))^2 \rangle \quad (1.2)$$

où l'opérateur $\langle \rangle$ est la moyenne statistique.

Dans un champ homogène D_X ne dépend plus de la position de l'observateur \mathbf{r} , et dans un champ isotrope D_X ne dépend que du module $|\mathbf{d}|$. Dans la réalité, l'atmosphère n'est pas homogène donc D_X dépend de $\mathbf{r}\{x, y, h\}$ et on peut en général faire l'hypothèse d'isotropie. Cependant, dans certaines configurations d'écoulement, on ne peut pas garantir la propriété d'isotropie. Ce phénomène d'anisotropie a été notamment étudiée par Robert et al. 2007 [53] et Kan et al. 2014 [31].

Dans la théorie de Kolmogorov on considère l'atmosphère comme étant un milieu isotrope, par conséquent on va seulement prendre en compte $|\mathbf{d}|$ que l'on notera simplement d . De plus Tatarski a montré que les fonctions de structures de la température potentielle et de l'indice de réfraction sont proportionnelles à $d^{2/3}$:

$$D_\theta(r, d) = A(r)d^{2/3} \quad (1.3)$$

$$D_N(r, d) = B(r)d^{2/3} \quad (1.4)$$

Ce sont ces valeurs A et B , que l'on notera C_θ^2 et C_N^2 , qui représentent les constantes de structure de la température potentielle et de l'indice de réfraction de l'atmosphère.

En pratique il est plus simple de mesurer la différence de température entre deux points, que la différence d'indice de réfraction. Il est par conséquent plus simple de mesurer la valeur du C_θ^2 que celle du C_N^2 . Il est donc nécessaire de faire le lien entre ces deux variables car le C_N^2 est le principal indicateur de l'intensité de la turbulence optique. C'est la formule de Gladstone qui permet cette liaison. À une altitude h donnée :

$$C_N^2(h) = \left(\frac{80 \cdot 10^{-6} P(h)}{T(h)^2} \right)^2 C_\theta^2(h) \quad (1.5)$$

où T est la température absolue exprimée en degrés Kelvin et P est la pression exprimée en hPa.

1.1.2 Paramètres pour la caractérisation de la turbulence optique

À partir du profil vertical du $C_N^2(h)$ on peut calculer un certain nombre de paramètres essentiels pour l'étude de la turbulence d'un point de vue astronomique. Je vais donc présenter ces paramètres, leurs expressions analytiques, ainsi que leurs significations. Il faut avant tout noter que toutes ces formules sont vraies en considérant la direction zénithale. Si on calcule ces paramètres sur une ligne de visée inclinée d'un angle γ par rapport à la verticale, il faut prendre en compte cette inclinaison (Masciadri et al. [46]).

Le **paramètre de Fried** r_0 [20] est la longueur de cohérence spatiale du front d'onde. Il représente le diamètre d'un télescope qui permettrait d'atteindre la même résolution dans des conditions d'observation parfaites (i.e. hors atmosphère). Il est nécessaire d'avoir un r_0 aussi grand que possible pour effectuer des observations à haute résolution angulaire. r_0 est défini par :

$$r_0 = \left[0.423 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \int_{h_0}^{\infty} C_N^2(h) dh \right]^{-3/5} \quad (1.6)$$

où λ est la longueur d'onde, et h_0 est l'altitude au sol.

Le **seeing** ε_0 est la valeur de la largeur à mi-hauteur de la fonction d'étalement du point (PSF). Il représente la résolution maximale que l'on peut atteindre à un instant donné et sur un site donné et cela pour un long temps de pose. Le seeing doit être le plus faible possible, et il est relié à r_0 par la formule $\varepsilon_0 = 0.98 \frac{\lambda}{r_0}$. On peut également le calculer en utilisant directement le C_N^2 :

$$\varepsilon_0 = 5.25 \lambda^{-1/5} \left[\int_{h_0}^{\infty} C_N^2(h) dh \right]^{3/5} \quad (1.7)$$

À titre d'exemple, un seeing $\varepsilon_0 = 1''$ à la longueur d'onde $\lambda = 0.5 \cdot 10^{-6} m$ correspond à $r_0 = 10 cm$. Par conséquent, si le diamètre de l'instrument est $D = 8 m$, la perte de résolution sera de $\frac{D}{r_0} = 80$ ce qui est problématique.

L'**angle d'isoplanétisme** θ_0 représente l'angle à l'intérieur duquel on considère que la turbulence est la même, i.e. le front d'onde est corrélé. Ce paramètre est essentiel pour l'optique adaptative qui utilise une ou plusieurs étoiles de référence pour corriger le front d'onde et observer autour d'elle(s). Un grand θ_0 permet d'utiliser un système d'optique adaptative sur un grand champ en minimisant les erreurs de correction. θ_0 est défini par :

$$\theta_0 = 0.058 \lambda^{6/5} \left[\int_{h_0}^{\infty} h^{5/3} C_N^2(h) dh \right]^{-3/5} \quad (1.8)$$

Etant donnée sa dépendance en $h^{5/3}$, θ_0 est très sensible aux couches turbulentes à haute altitude, et pas du tout à celles près du sol.

Le **temps de cohérence** τ_0 représente la cohérence temporelle du front d'onde. Ce paramètre est lui aussi très important pour les systèmes d'optique adaptative qui nécessitent un délai pour analyser les fronts d'ondes et déformer le miroir afin de lui appliquer une correction en temps réel. Un temps de cohérence long permet d'effectuer une correction efficace en réduisant l'erreur due à la variation temporelle de la turbulence. Ce paramètre est fortement lié à la vitesse du vent ($|V|^{5/3}$), et il est défini par :

$$\tau_0 = 0.058\lambda^{6/5} \left[\int_{h_0}^{\infty} |\mathbf{V}(h)|^{5/3} C_N^2(h) dh \right]^{-3/5} \quad (1.9)$$

Partout où la vitesse du vent s'approche de zéro, le temps de cohérence tend vers l'infini, et inversement, lorsque le vent est fort, le temps de cohérence devient très faible.

L'**étendue de cohérence** G_0 , introduite par Lloyd [39], représente une sorte de volume à l'intérieur duquel le front d'onde est corrélé. Plus G_0 est grand, meilleures sont les conditions. Il est lié aux autres paramètres par la formule suivante :

$$G_0 = r_0^2 \tau_0 \theta_0^2 \quad (1.10)$$

1.2 Instrumentation et outils

Il existe un certain nombre d'instruments permettant de caractériser la turbulence optique en mesurant un ou plusieurs des paramètres présentés précédemment. La majorité de ces outils présente l'inconvénient de ne mesurer qu'une partie de ces paramètres optiques, et en général ils ne peuvent pas mesurer les paramètres météorologiques.

Au cours de ma thèse j'ai étudié le fonctionnement théorique de chacun d'eux, et j'ai tenté de développer un nouvel outil permettant de se soustraire à leurs inconvénients. Je vais ici présenter brièvement les principaux instruments ainsi que leur fonctionnement.

Les **ballons radiosondes** (Coulman 1973 [15], Barletti et al. 1976 [7], Dalaudier et al. 1985 [19] et Azouit & Vernin 2005 [5]) permettent de mesurer avec précision le profil vertical du module et de la direction du vent, de la température, de la pression, du C_θ^2 et donc du C_N^2 . Ainsi on peut calculer tous les paramètres intégrés de l'optique atmosphérique. Ils fonctionnent grâce à des sondes de températures très précises espacées d'une distance connue, et ils disposent d'une sonde météorologique qui mesure, en plus de la température, la pression atmosphérique ainsi que l'humidité relative. Cependant, le processus de lancement d'un ballon est long, très coûteux et il demande beaucoup de main d'oeuvre. À titre indicatif, il est très difficile de lancer plus de trois ou quatre ballons par nuit, ce qui implique que la résolution temporelle est très mauvaise. En revanche, étant donnée sa faible vitesse d'ascension, la résolution verticale du ballon est très bonne (~ 1 m).

Le **Differential Image Motion Monitor (DIMM)**, imaginé par Stock & Keller en 1960 [60], a été développé par Sarazin & Roddier en 1990 [57] et Vernin & Muñoz-Tuñón en 1995 [75]. Il est aujourd'hui l'instrument de référence pour la mesure du seeing. Le DIMM mesure le barycentre suivant X et Y de deux images d'une même étoile acquises par un télescope

équipé d'un masque avec deux trous, et il en déduit le seeing grâce à un modèle analytique. Cet instrument dispose d'une très bonne résolution temporelle, mais il est incapable de mesurer le profil vertical du C_N^2 ou de la vitesse du vent. Par conséquent il ne donne pas accès aux autres paramètres. De plus, même si le DIMM fonctionne de manière automatisée, une intervention humaine peut s'avérer nécessaire pour contrôler la bonne mise en oeuvre de l'instrument.

Le **Multi-Aperture Scintillation Sensor (MASS)**, développé par Tokovinin en 1998 [63], donne accès au profil vertical du C_N^2 en analysant la scintillation d'étoiles brillantes. En effet, l'échelle spatiale des fluctuations de l'intensité dépend directement de l'altitude de la couche traversée. Le MASS est donc pourvu de quatre ouvertures en forme d'anneaux concentriques qui permettent de séparer la contribution à la scintillation de six couches turbulentes différentes : 0.5 km , 1 km , 2 km , 4 km , 8 km , et 16 km . On comprend donc que le MASS ne peut mesurer la turbulence que sur un faible nombre de niveaux différents qui dépendent de la géométrie et du nombre d'ouvertures. De plus, il est insensible à la turbulence au sol puisqu'elle ne produit pas de scintillation, et le premier niveau ne correspondant qu'à une altitude d'environ 500m , le seeing mesuré est donc celui de l'atmosphère libre.

Le **MASS-DIMM** est une combinaison du DIMM et du MASS qui permet par différenciation du seeing dans l'atmosphère libre (donné par le MASS) et du seeing total (donné par le DIMM) de calculer le profil du C_N^2 en dessous de 500m . Kornilov et al. 2007 [33] donne une explication plus détaillée de cette combinaison d'instruments.

Le **Scintillation Detection and Ranging (SCIDAR)**, développé par Azouit & Vernin (1980) [4] et Vernin & Azouit (1983) [70] [71], est appelé pour la première fois SCIDAR dans l'article de Vernin en 1986 [68]. Il donne accès à tous les paramètres optiques ainsi qu'aux profils verticaux du C_N^2 , de la vitesse du vent et de sa direction. Il permet de plus d'avoir une très bonne résolution temporelle en effectuant des mesures toutes les 10 secondes environ. Le SCIDAR fonctionne en étudiant la corrélation spatio-temporelle des images d'une étoile double. Il nécessite donc un télescope de grand diamètre ($> 1\text{m}$), pour pouvoir séparer l'étoile double, et une intervention humaine pour contrôler les mesures. C'est le premier instrument au sol à pouvoir déterminer la distribution verticale des couches turbulentes et leurs caractéristiques. La première approche d'un tel travail a été faite par Vernin & Roddier en 1973 [76] qui ont mis expérimentalement en évidence la structure en couches turbulentes.

Le **Single Star Scidar (SSS)** est un dérivé du SCIDAR développé par Habib et al. en 2006 [27]. Il permet de mesurer les mêmes paramètres que le SCIDAR, et il fonctionne sur une étoile simple, facilement observable avec une pupille plus petite (40cm). L'avantage de cet instrument est qu'il donne accès à l'ensemble des profils verticaux et des paramètres utiles pour la détermination de la turbulence optique. J'ai réalisé une étude complète des mesures du SSS acquises à Dôme C en Antarctique. Ce travail a fait l'objet de l'article présenté ci-après, et publié dans la revue Publication of the Astronomical Society of the Pacific en 2012 [23]. Un autre article, où je suis co-auteur, sur l'étude du site Ali au Tibet grâce au SSS a été publié en 2012 (Liu et al. 2012 [35]) dans le cadre de la conférence SPIE. Cette article est visible en annexe B. Une autre étude de validation du SSS et de caractérisation de site ont été menées à l'observatoire de XingLong en Chine. Elle a donné lieu à l'article visible en annexe C, où je suis co-auteur, publié dans la revue "Chinese Science Bulletin" : Liu et al. 2013 [36].

Le **Low Layer SCIDAR (LOLAS)** (Avila et al. 2008 [3]), est un instrument proche du SCIDAR classique qui utilise une étoile double ayant une grande séparation. Ainsi par triangulation, il permet de mesurer avec une bonne résolution l'intensité des couches turbulentes basses. La hauteur atteinte par LOLAS dépend directement de l'angle de séparation de l'étoile double. En pratique la couche la plus haute visible par cet instrument se situe à une altitude de l'ordre de 1 *km*.

Comme je viens de le décrire, chacun de ces instruments a des avantages, mais ils ont tous plusieurs inconvénients en commun : ils nécessitent tous l'utilisation de matériel assez cher, de main d'oeuvre pour installer et gérer les manipulations, et aucun d'eux ne permet de connaître l'état de la turbulence dans un champ tridimensionnel. C'est pour cela que j'ai essayé de développer un outil qui permet de réunir tous les avantages de ces instruments, et de supprimer leurs inconvénients.

Le **modèle WRF-TV** est un outil de prédiction de la turbulence que j'ai essayé de développer pendant ma thèse. Il ne nécessite pas d'instrument, et il permet de connaître l'état optique et météorologique de l'atmosphère dans un domaine à trois dimensions à une date et une heure donnée. De plus il est capable de prévoir ces conditions plusieurs heures avant le début des observations. Pour envisager une utilisation opérationnelle de cet outil, il doit avant tout être validé grâce à des comparaisons avec des mesures acquises par un ou plusieurs des instruments énumérés ci-dessus. Ce travail fait l'objet de ma thèse et sera détaillé dans ce rapport.

1.3 Présentation de l'article

Depuis maintenant un certain nombre d'années, le Dôme C en Antarctique est fortement étudié par la communauté astronomique pour sa singularité géographique et météorologique. En effet, sa latitude de 75°sud lui confère l'avantage de disposer d'une nuit continue pendant l'hiver austral, soit environ 3 mois sans que le soleil ne se lève. De plus son climat, bien que glacial, est très favorable à l'observation astronomique car il présente une couverture nuageuse et une humidité très faible.

Depuis les débuts de la station Franco-Italienne Concordia installée à Dôme C, la qualité astronomique de ce site a été très étudiée grâce à des ballons sondes, des DIMM et des capteurs de température et de vitesse du vent (SONICS). Cet article se place dans la continuité de cette étude et présente les analyses faites avec le Single Star Scidar (SSS) en 2006. Le but étant premièrement de tester et de valider le SSS sur un site particulier, mais aussi d'améliorer la caractérisation optique du Dôme C.

Comme il est expliqué dans l'article, le SSS est un instrument de faible diamètre qui permet de mesurer la turbulence optique sur toute la ligne de visée, mais aussi la vitesse des différentes couches turbulentes. Cette capacité permet non seulement de mesurer les profils verticaux de C_N^2 et de la vitesse horizontale du vent, mais elle permet de calculer tous les paramètres intégrés de l'optique atmosphérique tels que le seeing, le temps de cohérence, l'angle isoplanétique et l'étendue de cohérence.

Dome C Site Characterization in 2006 with Single-Star SCIDAR

CHRISTOPHE GIORDANO, JEAN VERNIN, MERIEME CHADID, ERIC ARISTIDI, AND ABDELKRIM AGABI

Université de Nice-Sophia Antipolis, Observatoire de la Côte d’Azur, CNRS-UMR7293, Laboratoire Lagrange,
 06108 Nice Cedex 2,
 France; cgiordano@oca.eu, vernin@unice.fr, chadid@unice.fr, aristidi@unice.fr, agabi@unice.fr

AND

HERVÉ TRINQUET

DGA Maîtrise de l’Information, BP 7, 35998 Rennes Armees, France; herve.trinquet@dga.defense.gouv.fr

Received 2011 November 17; accepted 2012 March 6; published 2012 April 26

ABSTRACT. We present observations made in 2006 with the single-star SCIDAR (SSS) at Dome C in Antarctica, allowing us to determine optical turbulence $C_N^2(h)$ and velocity $\mathbf{V}(h)$ profiles from ice levels up to about 25 km above sea level (a.s.l.). SSS is a 16 inch telescope placed on an equatorial mount that continuously tracks the Canopus star. About 90,000 individual profiles are analyzed from March to September, where surface-layer contribution to seeing can be separated from the rest of the atmosphere. Medians of high angular resolution parameters relevant to astronomy are statistically studied, such as seeing (1.0”), isoplanatic angle (6.9”), and wavefront coherence time (3.4 ms). For a telescope placed above the turbulent surface layer, superb conditions are encountered (medians of seeing better than 0.3”, isoplanatic angle better than 6.9”, and coherence time larger than 10 ms). Astronomical conditions are twice as good at the beginning of the night, with $\varepsilon_0 \approx 0.5''$, $\theta_0 \approx 11.5''$, and $\tau_0 \approx 15$ ms. SSS wind-velocity profiles are consistent with National Oceanic and Atmospheric Administration analysis up to 17 km (a.s.l.), within a ± 2 m s⁻¹ error bar. Coherence étendue (which is a combination of ε_0 , θ_0 , and τ_0), well adapted to adaptive optics performances, is likely 4 times better at Dome C than at the already-known observatories such as Mauna Kea or ORM.

Online material: color figures

1. INTRODUCTION

Dome C is a plateau in Antarctica, at 75° latitude south. It lies 1000 km inland at an altitude of 3233 m. Since its opening in 2005, the Italian-French Concordia station has been of great interest for research, especially for astronomy. Indeed, the main advantage of Antarctica is the almost-continuous night during the polar winter (~3 months), allowing continuous observation of the same field of view. Moreover, the atmospheric turbulence at Dome C seems to be very advantageous, because this site is unique in having a very strong but very thin turbulent surface layer of ~30 m thick—much less than the ~200 m surface layer lying above “classical” observatories and even at the South Pole (Agabi et al. 2006; Marks et al. 1999). These characteristics have also been verified using a numerical simulation of atmospheric turbulence (Lascaux et al. 2011).

Since 2005, the astronomical community has sought to characterize the sky above Dome C (Lawrence et al. 2004; Agabi et al. 2006; Vernin et al. 2007; Trinquet et al. 2008; Aristidi et al. 2009) with instruments such as DIMM (differential image-motion monitor), MASS (multi-aperture scintillation sensor), SODAR (sound detection and ranging), and sounding balloons

and, more recently, with single-star SCIDAR¹ (SSS; Vernin et al. 2009) or with a numerical model (Lascaux et al. 2011). We will focus here on data collected by SSS during the 2006 winter campaign. SSS technique is used at Dome C, because the classical SCIDAR (double star) requires a telescope with a pupil larger than 1 m, which is not available at Dome C (Hoegemann et al. 2004 and references therein).

Vernin et al. (2009) present the first results obtained at Dome C with the SSS, restricted to two nights. They validate the instrument by comparison with a DIMM and National Oceanic and Atmospheric Administration² archive, showing good agreement for seeing conditions ranging from 0.2 to 2” and for wind velocities. In § 2, we briefly recall the SCIDAR principle and improvements in detectivity threshold calculation. In § 3, the results of the statistical distribution, stability, and seasonal evolution of integrated parameters such as seeing ε_0 , coherence time τ_0 , isoplanatic angle θ_0 , and “coherence étendue” G_0 are discussed, as well as $C_N^2(h)$ and $\mathbf{V}(h)$ profiles. In § 4 the

¹ Scintillation detection and ranging.

² See <http://ready.arl.noaa.gov/READYamet.php>.

small approximation assumption is discussed and Dome C is compared with other classical midlatitude observatories and the South Pole.

2. SINGLE-STAR SCIDAR METHOD

2.1. Brief Review

SSS is based on a 40 cm Ritchey-Chrétien telescope optical combination supported by an equatorial mount (see more details in Vernin et al. [2009]). The whole instrument is designed to resist the worst polar conditions.

SSS technique calculates spatiotemporal correlation of images of the scintillation of single star $C_*(\mathbf{r}, t)$. The autocorrelation has a single bump at the center. Cross-correlations may have several bumps displaced from the center of the correlation plane with different amplitudes. Each bump corresponds to a turbulent layer (Vernin & Azouit 1983):

1. The width of each bump depends upon the altitude and the wind-velocity dispersion σ_v of the corresponding layer.
2. The bump position depends upon the wind speed and wind direction \mathbf{V} .

3. The amplitude of the bump depends upon the intensity of turbulence C_N^2 , h , and σ_v .

The vertical resolution of SSS is $dh = 500$ m. It can reach a maximum altitude of about 30 km along the line of sight, but considering that the air mass of the Canopus star varies between 1.2 and 1.6, the maximum altitude reached by SSS is about 25 km a.s.l. in our case.

The first detectable wind speed is $\Delta V = \sec z \cdot \Delta x / 2\Delta T \approx 1.5 \text{ m s}^{-1}$ (Vernin et al. 2009), and the maximum detectable wind speed is between 35 and 49 m s^{-1} , as detailed in § 2.2.2.

2.2. Data Filtering

2.2.1. Coherence Surface Dependence upon Wind Speed

In order to calculate the vertical profiles of $C_N^2(h)$, $\mathbf{V}(h)$, and $\sigma_v(h)$, we use a simulated annealing algorithm that is described by Habib et al. (2006). This algorithm generates a large number of atmospheric configuration sets $\{C_N^2, V_x, V_y, \sigma_v\}_{h_i}$, at each altitude h_i , in order to find one that gives autocorrelation and a cross-correlation that are as close as possible to the real correlations $C_*(\mathbf{r}, 0)$, $C_*(\mathbf{r}, \Delta t)$, and $C_*(\mathbf{r}, 2\Delta t)$ (Vernin et al. 2009), where Δt is the time lag between two adjacent images

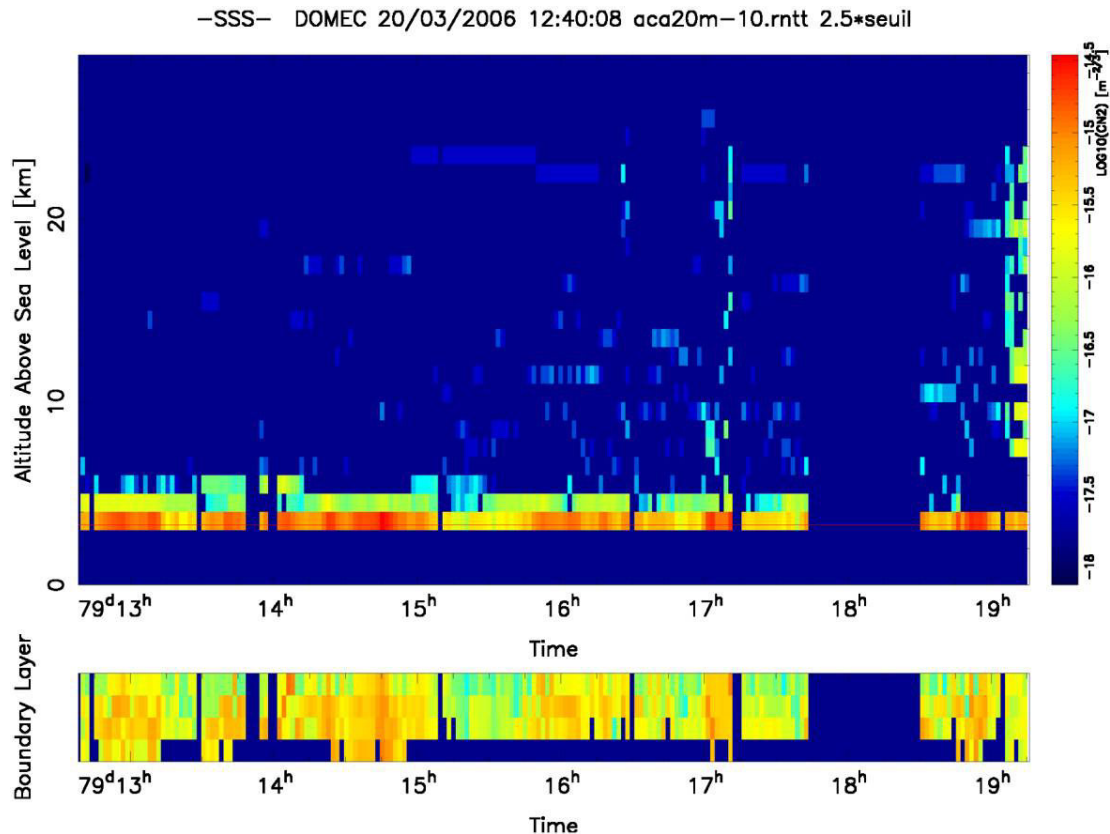


FIG. 1.—Example of vertical profile of C_N^2 as a function of time obtained with SSS for 2006 March 20. The lower frame shows the C_N^2 profile of the four subaltitudes of the surface layer (see more explanations in Vernin et al. [2009]). Note that above the surface layer, there is almost no turbulence. See the electronic edition of the *PASP* for a color version of this figure.

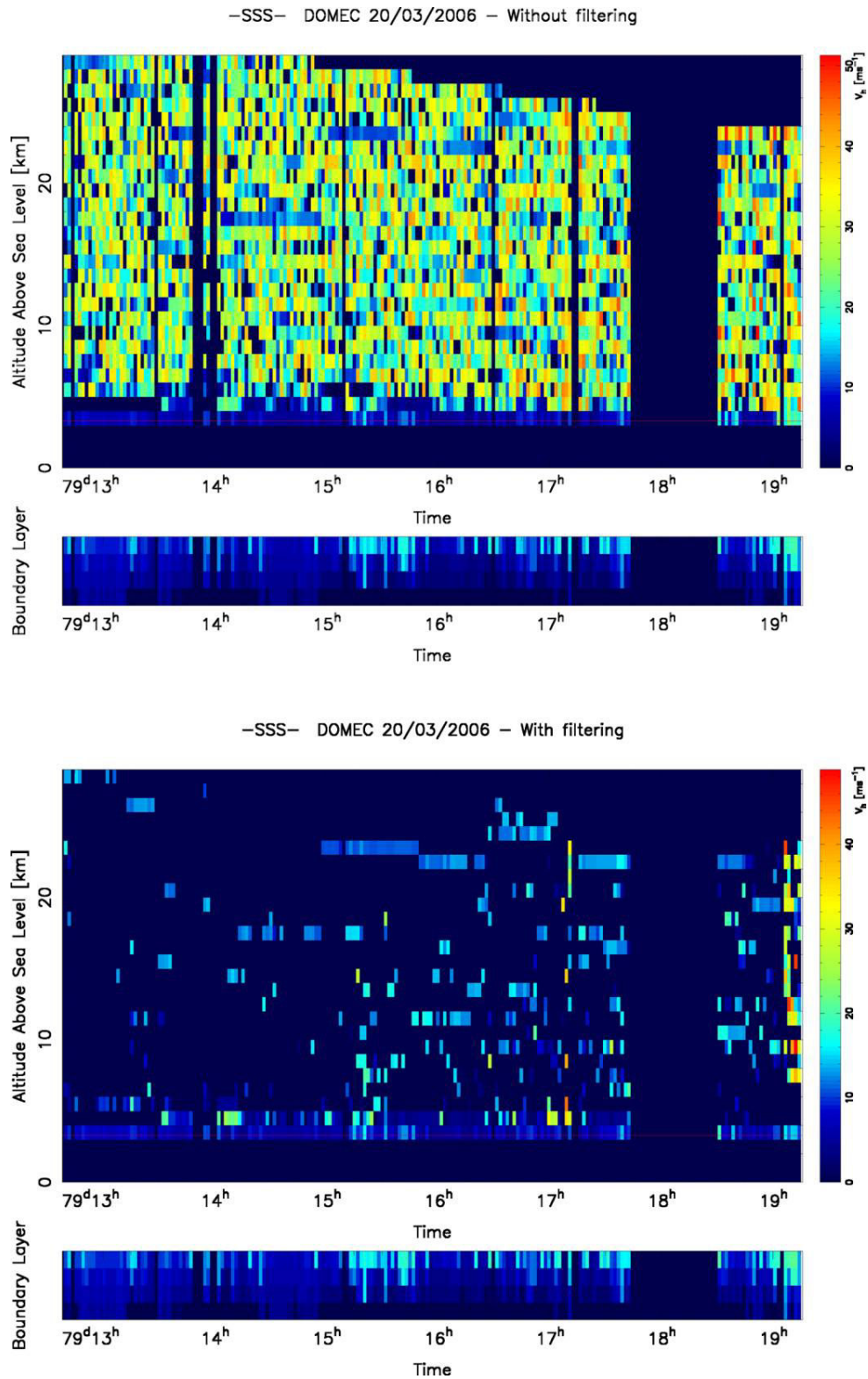


FIG. 2.—Example of vertical profile of horizontal velocity vs. time obtained with SSS for 2006 March 20. *Top*: Before filtering. *Bottom*: After filtering (see text). In each figure, the lower frame shows the $|V(h)|$ profile of the four subaltitudes of the surface layer (see more explanations in Vernin et al. [2009]). See the electronic edition of the *PASP* for a color version of this figure.

of the pupil. SSS adds four sublayers at zero altitude, because we found several bumps in the correlation plan, corresponding to very low altitude layers (less than the SSS resolution). If one wants to consider these bumps, corresponding to surface layer, it is necessary to add about four sublayers at zero altitude. Examples of results obtained with this method are shown in Figures 1 and 2, which represent the temporal evolution of the profile of $C_N^2(h)$ and $V(h)$. One can see spurious velocity evaluations in Figure 2 (*top*), which seems very noisy and with many very high velocities. These spurious velocities usually coincide with very low optical turbulence levels.

In order to clean out the velocity pattern, we now focus on the detectivity threshold of SSS. As was shown by Vernin & Azouit (1983) and Vernin et al. (2009), the C_N^2 detectivity threshold of SSS is given by

$$\Delta(C_N^2 \delta h) = 0.042 C_*(0) \frac{\lambda^{17/12} h^{-7/12}}{\sqrt{DN}}, \quad (1)$$

where δh is the thickness of the turbulent layer, D is the diameter of the telescope, N is the number of images, and $C_*(0)$ is the variance of scintillation:

$$C_*(0) = \sigma_I^2 = 19.2 \lambda^{-7/6} \int_0^\infty h^{5/6} C_N^2 dh. \quad (2)$$

This formula is true if we assume that the image is infinite, which is not the case in practice. When the scintillation pattern displacement due to wind speed becomes large when compared with the pupil size, the surface of coherence of the pupil decreases, which implies that the statistical error increases. To calculate the detectivity threshold, we use the real number of speckles observed in this surface of coherence (Vernin & Azouit 1983):

$$\frac{\Delta C_*}{C_*(0)} = \frac{1}{\sqrt{n_{\text{sp}}}} = \sqrt{\frac{\rho}{DN}}, \quad (3)$$

where ρ is the first Fresnel zone, it is the diameter of the spatial correlation of the scintillation $\rho = 0.67(\lambda h)^{1/2}$.

Equation (3) is true when one calculates the autocorrelation, where all the atmospheric speckles participate to the evaluation of $C_*(\mathbf{r})$, as well as the spatiotemporal cross-correlation $C_*(\mathbf{r}, \tau)$ for zero-velocity turbulent layers. Let us now imagine a turbulent layer crossing the pupil within a time $\approx 2\Delta t$. When evaluating the cross-correlation at $\tau = 2\Delta t$, almost no speckle will contribute to the evaluation of $C_*(\mathbf{r}, 2\Delta t)$, leading to a poor signal-to-noise ratio. In equation (3), one needs to take into account the effective number n of speckles that participate to the cross-correlation computation:

$$n_{\text{sp}} = N_{\text{sp}} \frac{S}{S_0}, \quad (4)$$

where N_{sp} is the number of speckles observed within the whole light-collecting surface S_0 (the surface of the pupil),

corresponding to a zero velocity, and S is the coherence surface for the calculation of cross-correlation corresponding to a non-zero velocity (S depends upon velocity of each layer). The detectivity threshold to consider for each altitude is now

$$\Delta(C_N^2 dh) = 0.042 C_*(0) \frac{\lambda^{17/12} h^{-7/12}}{\sqrt{DN}} \sqrt{\frac{S_0}{S}}. \quad (5)$$

2.2.2. Speckles Going Outside the Pupil

Since the diameter D of the pupil is limited to 40 cm, the measurable wind speed is also limited. The maximum distance between a bump and the center of the correlation plane cannot exceed D . This speed limit depends on the diameter of the pupil and the time interval $2\Delta t$ between three images:

$$V_{\text{max}} = \frac{D}{2\Delta t}. \quad (6)$$

For SSS at Dome C, $2\Delta t = 11.2$ ms, then $V_{\text{max}} \approx 35$ m s⁻¹ perpendicular to the line of sight. If we consider $1.2 < \sec z < 1.6$ ($\sec z$ is air mass) with the Canopus star at Dome C, the velocity measured in the y direction must be corrected in order to obtain the horizontal wind speed. Therefore, $V_{y\text{max}}$ can reach 56 m s⁻¹. In other words, depending on the wind-velocity direction, the maximum detectable wind modulus is between 35 and 56 m s⁻¹. Therefore, one needs to filter all the data that have wind velocities greater than V_{max} .

Why two intervals? Habib et al. (2006) have shown that the simulated annealing method needs the knowledge of the autocorrelation and the first two cross-correlations measured at

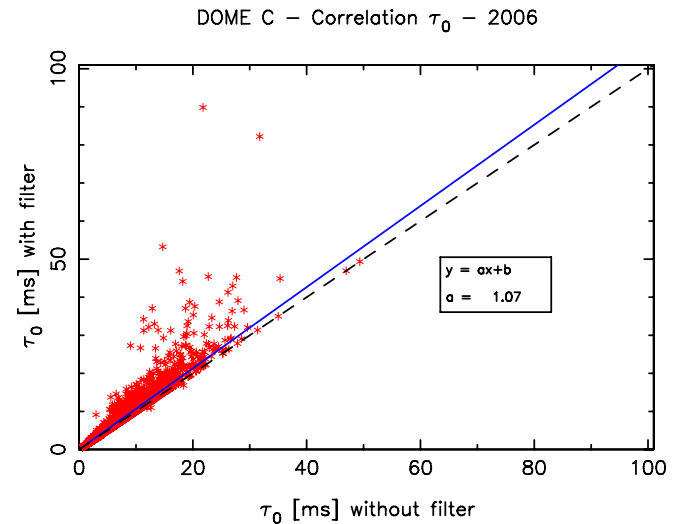


FIG. 3.—Correlation between the values of τ_0 obtained with and without data filtering, depending on the wind speed (see the explanation in the text). See the electronic edition of the *PASP* for a color version of this figure.

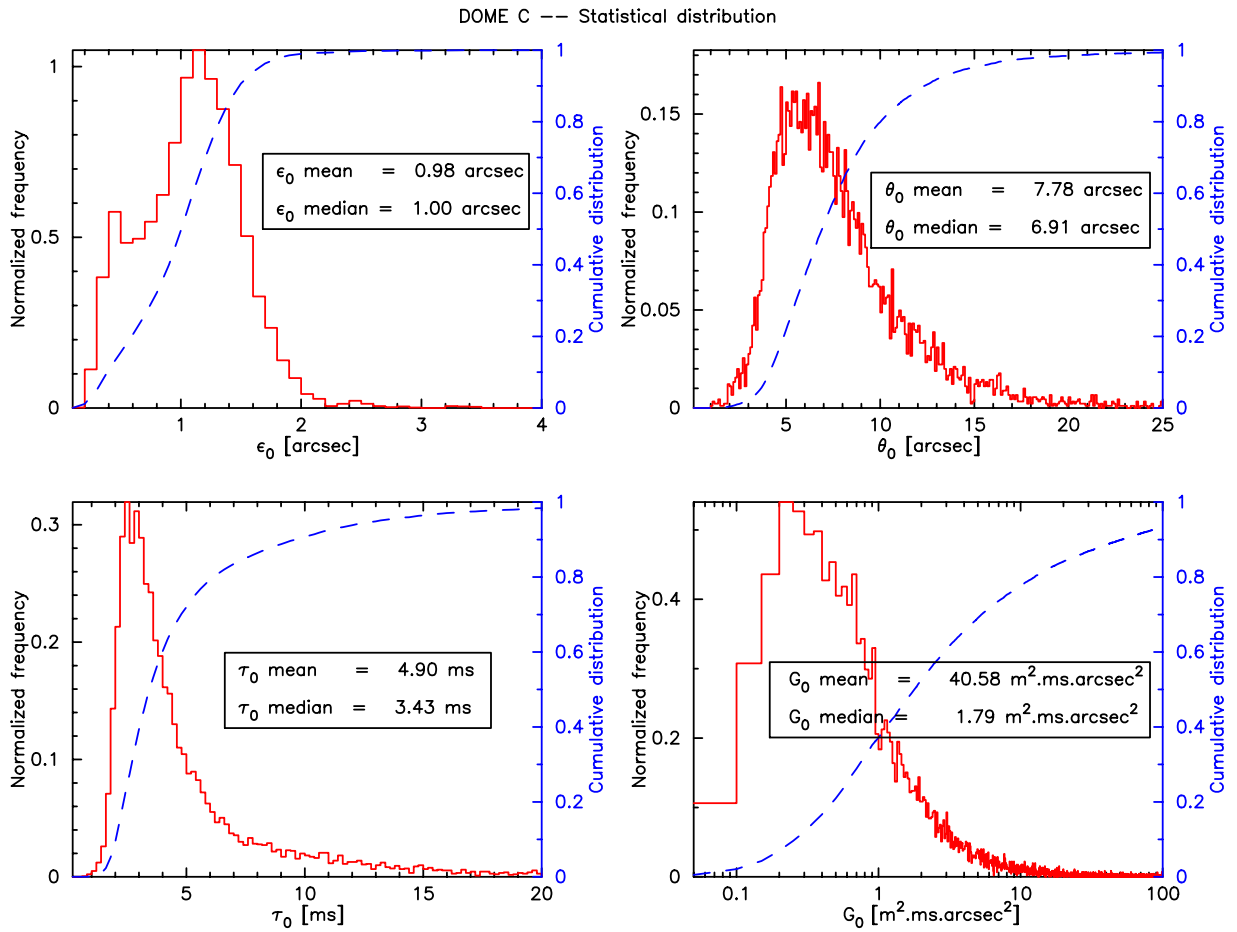


FIG. 4.—Histogram (solid line) and cumulative (dashed line) distribution of atmospheric parameters computed with SSS, from 2006 March to September. Distribution of seeing ε_0 (top left). One can see a slightly bimodal distribution. The other frames give the distributions of θ_0 (top right), τ_0 (bottom left), and G_0 (bottom right). As expected from positive parameters, their distribution looks like log-normal. See the electronic edition of the *PASP* for a color version of this figure.

Δt and $2\Delta t$, in order to separate the bump-widening effect due to both the altitude h and the velocity dispersion σ_V .

The detectivity threshold of SSS detailed in § 2 mainly affects the high speeds and, therefore, the coherence time τ_0 , which is the only integrated parameter that depends upon wind speed (eq. [9]). In Figure 3, we compare the evaluation of the wavefront coherence time τ_0 before and after the filtering process. One can see that the coherence time is slightly greater when this filtering is applied, because spurious high wind velocities have been rejected.

Once the two filtering processes are performed, one can assess the atmospheric parameters that are important for adaptive optics.

3. RESULTS

In order to characterize the atmosphere from an observational point of view, it is necessary to calculate the seeing ε_0 , the isoplanatic angle θ_0 , and the coherence time τ_0 . These

parameters can be calculated using the vertical profiles of C_N^2 and wind speed \mathbf{V} (Roddier 1981):

$$\varepsilon_0 = 5.25\lambda^{-1/5} \left[\int_{h_0=8m}^{\infty} C_N^2(h) dh \right]^{3/5}, \quad (7)$$

$$\theta_0 = 0.058\lambda^{6/5} \left[\int_{h_0=8m}^{\infty} h^{5/3} C_N^2(h) dh \right]^{-3/5}, \quad (8)$$

$$\tau_0 = 0.058\lambda^{6/5} \left[\int_{h_0=8m}^{\infty} |\mathbf{V}(h)|^{5/3} C_N^2(h) dh \right]^{-3/5}, \quad (9)$$

where h is the altitude above the telescope, and h_0 is the SSS elevation above ice, $h_0 = 8$ m.

From these parameters, one can calculate the coherence étendue $G_0 = r_0^2 \tau_0 \theta_0^2$, as defined by Lloyd (2004), where

Fried's parameter r_0 (Roddiier 1981) is directly deduced from the seeing:

$$r_0 = \frac{0.98\lambda}{\varepsilon_0}. \quad (10)$$

This parameter is important because it is a weighting of the three main integrated parameters ε_0 , θ_0 , and τ_0 , which are well adapted to adaptive optics.

For SSS, the surface layer corresponds to the four sublayers at the zero altitude, and the free atmosphere corresponds to any other layer (from 1 km above ice level).

All the results shown here were calculated from about 90,000 profiles measured between 2006 March and September. In order to decrease the computation time (simulated annealing method requires huge computation), we averaged each set of 10 profiles, leading to about 9000 profiles.

3.1. Statistical Distributions

After calculating these parameters, we studied their statistics to see how they are distributed. The statistical distribution of the high angular resolution parameters is shown in Figure 4 with normalized histograms.

On the top left of Figure 4, we can see the distribution of seeing ε_0 . This graph shows that the seeing varies between 0.1 and 3.5'', with a slightly bimodal distribution: the first bump appears around 0.4'', and the second appears at 1.2''. The dashed line corresponds to the cumulative distribution, showing that half of the time the seeing is better than 1''. The bimodal trend of the seeing has been also observed by Aristidi et al. (2009) at Dome C.

The isoplanatic angle (Fig. 4, *top right*) follows a log-normal distribution with average and median values of, respectively, 7.78 and 6.91''. The coherence time (*bottom left*) follows a log-normal distribution with average and median values of,

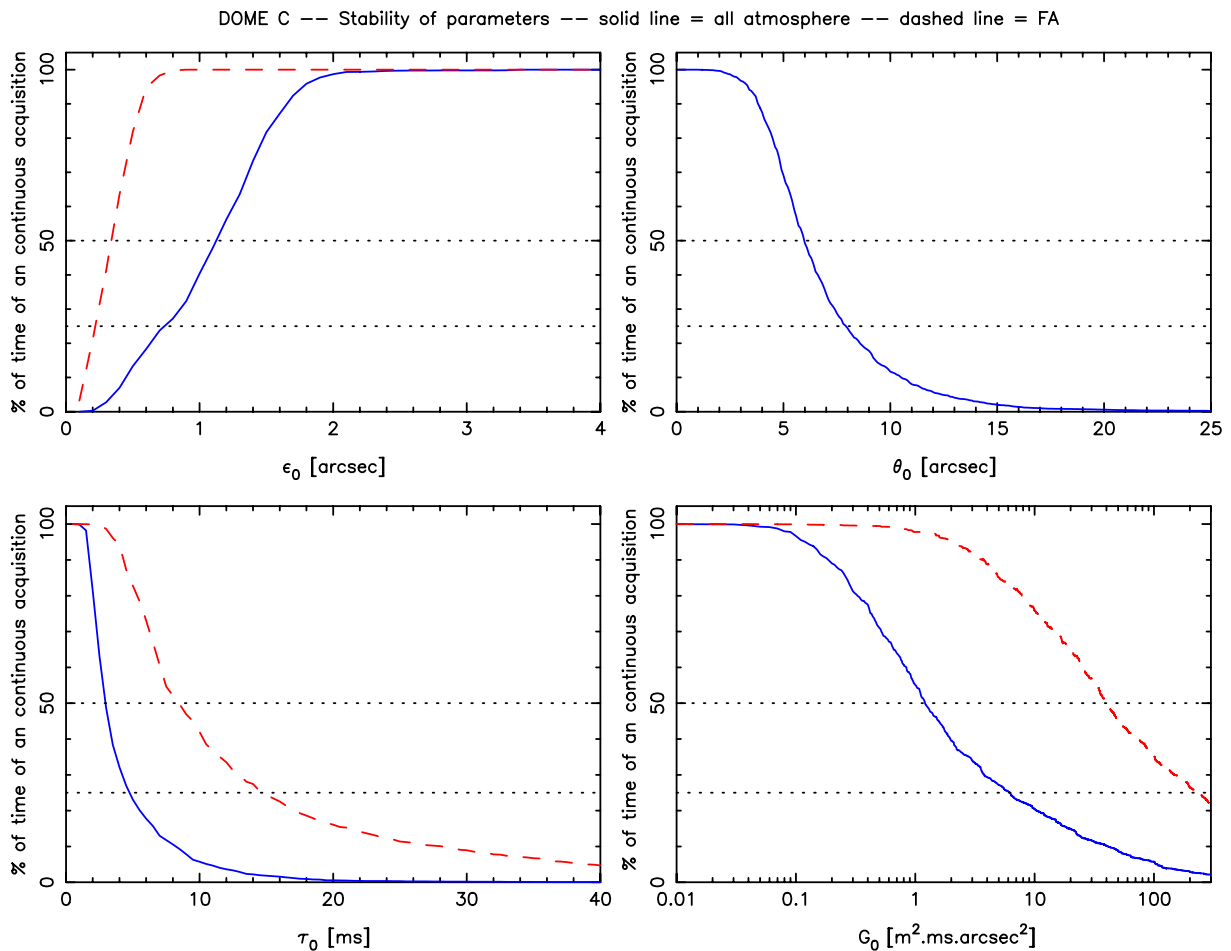


FIG. 5.—Stability of atmospheric parameters given by the percentage of continuous time \mathcal{T} during which an integrated parameter x follows the constraint ($x < x'$) (see eq. [11]). From left to right and top to bottom: Stabilities of ε_0 , θ_0 , τ_0 , and G_0 . The solid line refers to the whole atmosphere; the dashed line refers to the free atmosphere only. See the electronic edition of the *PASP* for a color version of this figure.

respectively, 4.90 and 3.43 ms. The coherence étendue (*bottom right*) follows a log-normal distribution with average and median values of, respectively 40.6, and $1.8 \text{ m}^2 \text{ ms arcsec}^2$.

3.2. Parameter Stability

The stability of these parameters is of major concern and can be estimated from continuous time during which one can make an acquisition with a parameter better than a given value. As an example, what is the normalized continuous time \mathcal{T} during which $\varepsilon_0 < \varepsilon'_0$? Since observations are made over time intervals that may vary from a few minutes to hours, we took into account the duration of these intervals to compute some normalized fraction of time between 0 and 1:

$$\mathcal{T}(\varepsilon'_0) = \sum_{i=1}^M t_{i,j}(\varepsilon'_0) / \sum_{j=1}^N t_j, \quad (11)$$

where j refers to one of the N continuous observations; $t_{i,j}(\varepsilon'_0)$ is the duration of one of the M intervals of time, where the constraint $\varepsilon_0 < \varepsilon'_0$ is true during the j th record; and t_j is the duration of the j th record. With that definition, the stabilities of ε_0 , θ_0 , τ_0 , and G_0 are shown in Figure 5.

Considering the whole atmosphere contribution, at $\mathcal{T} = 0.5$, the seeing is continuously better than $1.2''$, the isoplanatic angle is continuously larger than $6''$, the coherence time is continuously larger than 3 ms, and the coherence étendue is continuously larger than $1.2 \text{ m}^2 \text{ ms arcsec}^2$. Considering only the free-atmosphere contribution, the threshold parameters (at $\mathcal{T} = 0.5$) are, respectively, $0.3''$, $6''$ (same as the previous case), 8.5 ms, and $40 \text{ m}^2 \text{ ms arcsec}^2$.

Another way to estimate the stability is to compute the evolution of the four integrated parameters during the 18 hr of the polar night, centered on the local midnight, with averages (and medians) over the whole 2006 campaign, as shown in Figure 6.

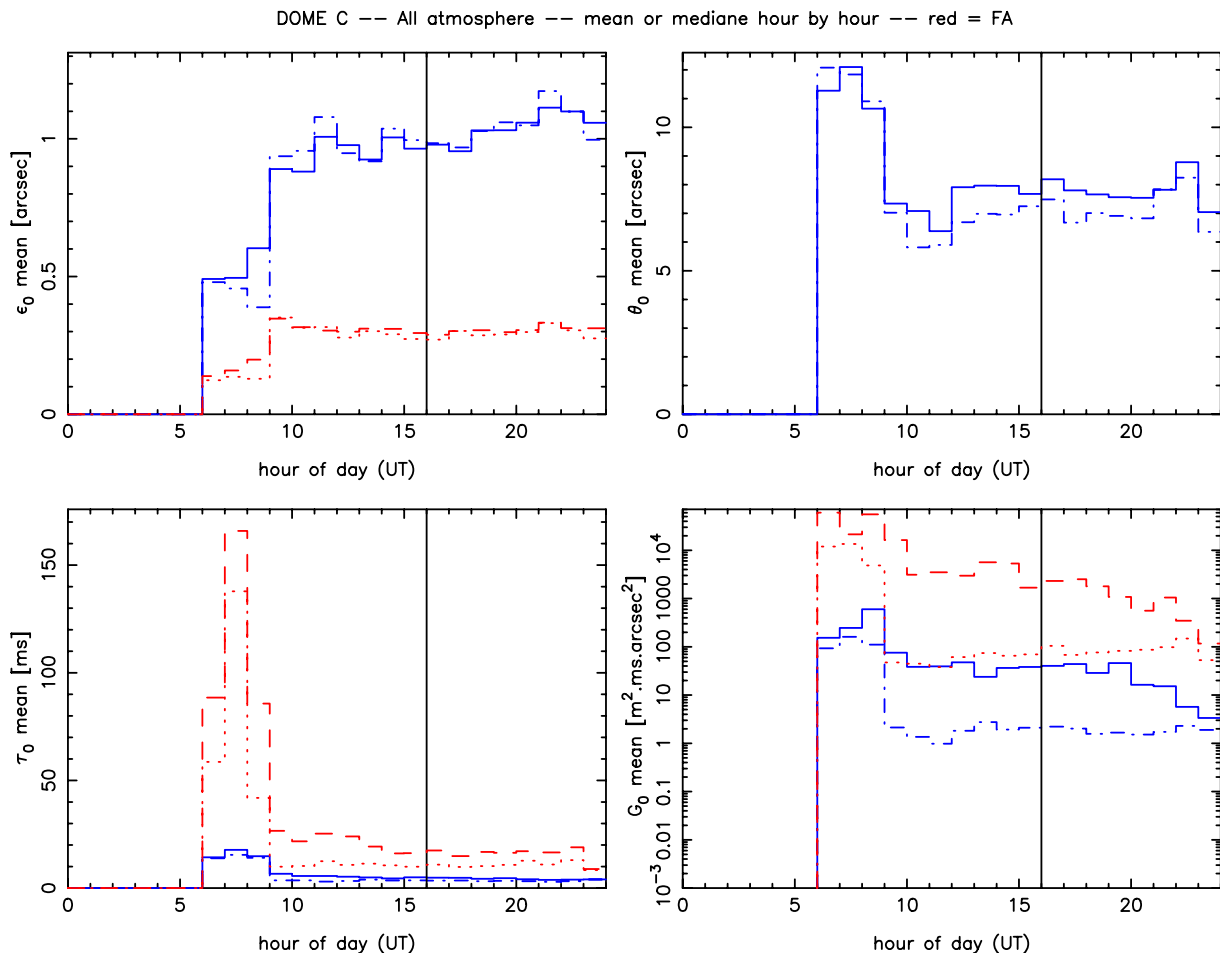


FIG. 6.—Mean (solid line) or median (dot-dashed line) hour, per hour of atmospheric parameters (ε_0 (top left), θ_0 (top right), τ_0 (bottom left), G_0 (bottom right)) calculated over the whole atmosphere for the 2006 campaign. Mean (dotted line) and median (dashed line) refer to the same parameters, but calculated over the free atmosphere. The early part of the night is more favorable for astronomical observation. The vertical line represents midnight in UT time. See the electronic edition of the *PASP* for a color version of this figure.

Note the large differences between median and mean τ_0 and G_0 values, due to the large scattering of these variables.

One can see that astronomical conditions are much better at the beginning of the observation, from 6 to 9 UT, and then deteriorate and remain stabilized during the rest of the night, from 9 to 24 UT, with 16 UT corresponding to local midnight.

3.3. Seasonal Evolution of Parameters

In order to know the evolution of the atmospheric quality during the year, we also calculated the average, month by month, of each integrated parameter. The result is visible in Figure 7. The solid line represents the average over the whole atmosphere, and the dashed line refers to the free atmosphere.

The evolution of θ_0 is calculated only for the whole atmosphere, because this parameter is insensitive to the lower layers.

3.4. Vertical Profiles and Wind-Speed Evolution

Figure 8 shows the average profiles of $C_N^2(h)$ and $|\mathbf{V}(h)|$ over the whole atmosphere and within the surface layer. The top-left graph shows the average profile of optical turbulence C_N^2 . The bottom-left graph shows C_N^2 values within the surface layer. It is clear that almost all the turbulence is concentrated in the lower-altitude layers. The top-right graph is the vertical profile of wind-speed modulus $|\mathbf{V}(h)|$ calculated with SSS (*solid line*). The dashed line represents the horizontal velocity modulus calculated with the NOAA archive. The bottom-right graph shows values of horizontal wind-velocity modulus within the surface layer sorted with increasing velocities. One can see that the modulus of wind speed calculated by SSS and NOAA are rather close within the low stratosphere, but they differ at higher altitudes when $h_{\text{asl}} > 17$ km.

In order to know the evolution of wind speed during the year, we computed the monthly average of the mean horizontal velocity,

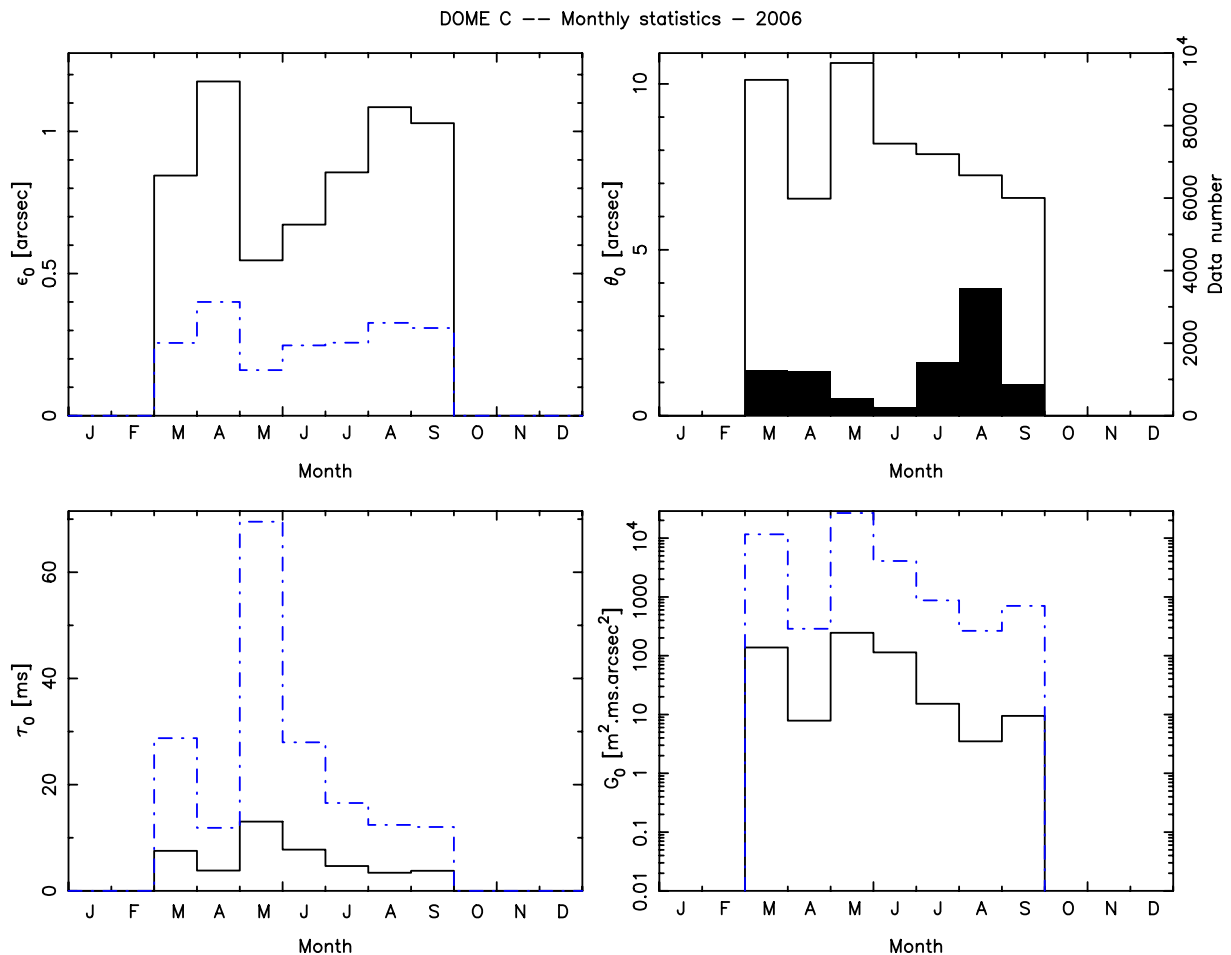


FIG. 7.—Seasonal evolution of the average of atmospheric parameters ε_0 (top left), θ_0 (top right), τ_0 (bottom left), and G_0 (bottom right). The solid line is the evolution of parameters calculated over the whole atmosphere. The dot-dashed line is the evolution of parameters calculated over the free atmosphere. Isoplanatic angle θ_0 is insensitive to the lower layers (eq. [8]) and is therefore insensitive to the surface layer. The top-right full histogram shows the distribution of profiles. See the electronic edition of the *PASP* for a color version of this figure.

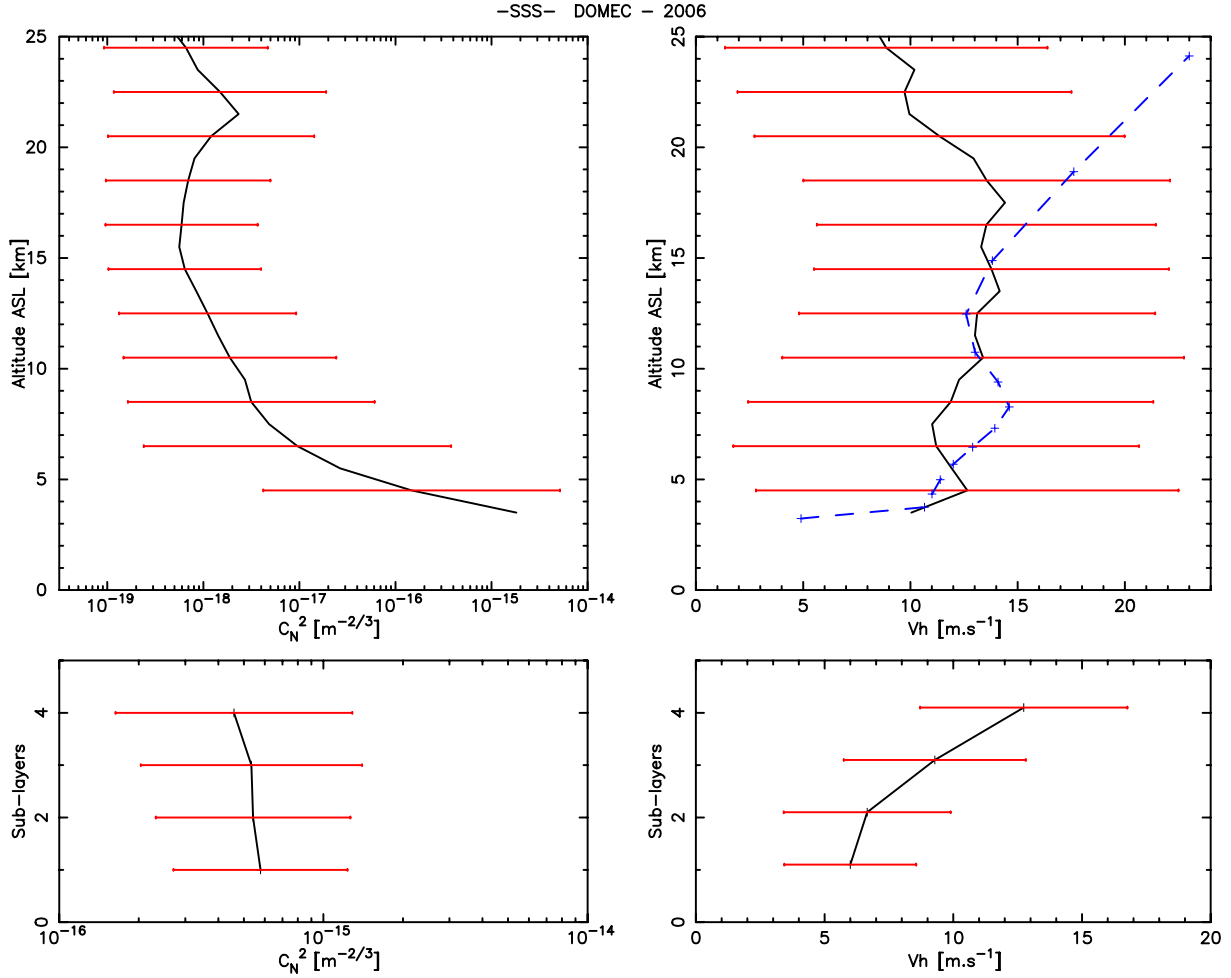


FIG. 8.—*Top left*: Average vertical profile of C_N^2 computed by the SSS. *Top right*: Average horizontal wind-velocity profile (solid line) compared with NOAA archive (dashed line). *Bottom left*: Average C_N^2 within the surface layer (four sublayers at zero altitude). *Bottom right*: Average horizontal wind speed within the surface layer (four sublayers at zero altitude). Error bars refer to standard deviation of variable fluctuations. See the electronic edition of the *PASP* for a color version of this figure.

averaged over the whole atmosphere, deduced from SSS and NOAA data. The result is shown in Figure 9. The trend of the two curves is similar, but NOAA velocities are slightly larger than SSS velocities. The mean wind speed of the slowest surface layer detected by the SSS is around 6 m s^{-1} at 8 m above ice level, also observed by Travouillon et al. (2008). Lascaux et al. (2009, with Méso-NH weather simulations) and Hagelin et al. (2008, with radiosounding observations) found a wind speed above the ice level of about 4 m s^{-1} (at ground level) and 8 m s^{-1} (at 20 m above ground level, in the middle of the winter), respectively, which are very close to our SSS measurements.

4. DISCUSSION

In most of studies relevant to wave propagation, it is implied that the weak perturbation assumption is valid within the following constraint (Roddier 1981):

$$\sigma_I^2 = 19.12\lambda^{-7/6} \int_0^\infty h^{5/6} C_N^2(h) dh \leq 0.7, \quad (12)$$

where I is the normalized intensity fluctuation. SSS measures the autocorrelation of the scintillation $C_*(\mathbf{r})$ in the pupil plane and gives access to the scintillation index $\sigma_I^2 = C_*(0)$. In Figure 10, note that equation (12) is well verified, with the σ_I^2 median being 0.13 and $\sigma_I^2 \leq 0.4$ during the whole campaign. The distribution of the scintillation index seems to follow a log-normal curve, with a small secondary bump for $\sigma_I^2 = 0.06$, which should correspond to the bimodal shape of the seeing distribution shown in Figure 4. No linear relationship can be given between the seeing and the scintillation index, since the seeing is related to $\int C_N^2(h) dh$ and the scintillation index is related to $\int h^{5/6} C_N^2(h) dh$.

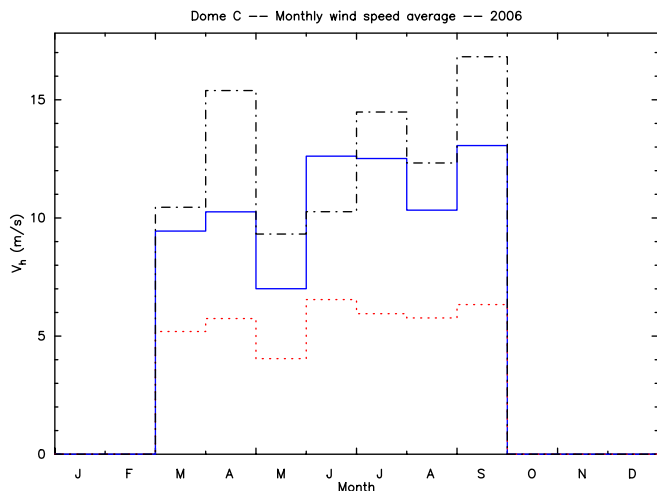


FIG. 9.—Horizontal velocity averaged over the whole atmosphere, computed monthly over the 2006 campaign. The dot-dashed line corresponds to the NOAA data, the solid curve corresponds to SSS, and the dotted line is the mean velocity of the slowest surface layer measured by the SSS. Zero-velocity surface layers have been withdrawn from our statistics, considering that they appear in the telescope tube, as explained in Vernin et al. (2009). See the electronic edition of the *PASP* for a color version of this figure.

Table 1 compares³ the high angular resolution parameters found at Dome C with the same ones encountered in various other observatories. We also calculated these parameters only during the winter (May to August), as suggested by the referee, but results are quite identical to the March–September period, and therefore values appearing in Table 1 refer to the whole SSS observing period. The seeing and the coherence time are poorer at Dome C; meanwhile, the isoplanatic angle and the resulting coherence étendue are better. This feature can be explained by the particular atmospheric conditions at Dome C. Almost all the optical turbulence is concentrated within the surface layer, where the strong potential temperature gradient is mixed by strong vertical wind shear, inducing a lot of seeing. Wind speed increases steeply from 5 to 10 m s^{−1} from 8 to 30 m elevation, inducing low coherence time (see eq. [9]) when compared with classical observatories, where the wind speed is lower in the surface layer. Isoplanatic angle is much larger at Dome C, because almost all the optical turbulence is concentrated at $h \leq 30$ m, with no influence on θ_0 , as seen in equation (8).

Finally, the coherence étendue, being sensitive to θ_0^2 , outperforms classical observatories.

³ Aklim, ORM, Ventarrones, and Macon are four sites that have been analyzed in the framework of the European Extremely Large Telescope (E-ELT) site survey published by Vernin et al. (2011). Armazones and Mauna Kea site evaluation can be found in Schöck et al. (2009), and the South Pole can be found in Marks et al. (1999).

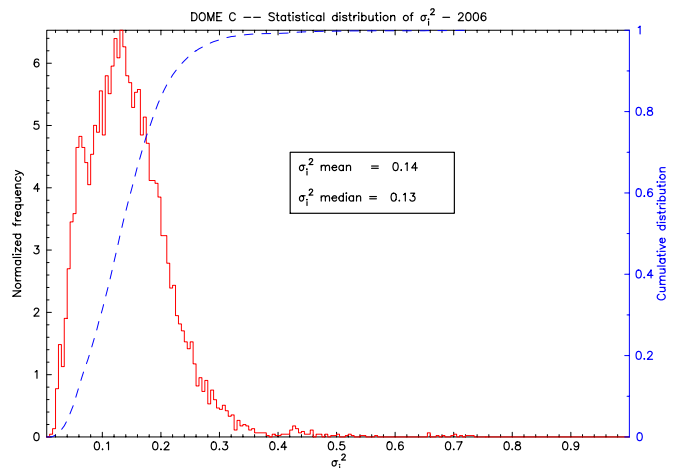


FIG. 10.—Histogram and cumulative distribution of the scintillation index σ_I^2 as observed during the whole Dome C campaign in 2006. See the electronic edition of the *PASP* for a color version of this figure.

We tried to apply the model detailed by Racine (2005; eq. [1]) to Dome C conditions and found that the predicted seeing conditions for elevations of 8 m and 30 m are, respectively, 0.66 and 0.65", which are far from the 1.00 and 0.29" seeing conditions of our study. But Racine noticed that, at the time of his publication, Dome C conditions critically depend on the still-unmeasured surface-layer contribution.

After calculation of the average and median values of different atmospheric parameters (Fig. 4), note that the distributions of θ_0 , τ_0 , and G_0 have a log-normal shape. One knows that a positive random variable might follow a quasi-Gaussian shape if its fluctuations remain small when compared with its mean. But with larger fluctuations, the distribution becomes log-normal, and even exponential, in the case of very large fluctuations. For example, the mean and median values of G_0 are, respectively, 1.8 and 40.6 m² ms arcsec², i.e., a 1:22 ratio, due to the multiplicative effects of ε_0 , θ_0 , and τ_0 fluctuations.

Looking at the graphs of stability in Figure 5, one can see the huge improvement in the adaptive optics condition if one excludes the surface-layer contribution.

Regarding wind speed, in the top-right panel of Figure 8, it seems that SSS and NOAA agree well up to the low stratosphere, from the ice level up to about 17 km a.s.l. Indeed, SSS is an instrument that measures the optical turbulence, so if there is wind, but no optical turbulence, it cannot measure the wind velocity. This case is possible when the gradient of potential temperature is stronger than the gradient of wind speed, because the Richardson number becomes large if

$$\frac{1}{T} \frac{d\theta}{dh} \gg \frac{1}{g} \left(\frac{dV_h}{dh} \right)^2,$$

as one can see from equation (13). This phenomenon is common at Dome C (see Geissler & Masciadri 2006). This is one

TABLE 1
GLOBAL MEDIAN VALUES

Param.	Site							
	Aklm	ORM	Venta.	Macon	Armaz.	M-K	S-P	D-C
Total seeing ε_0 (arcsec)	1.00	0.80	0.80	0.87	0.64	0.75	1.6	1.00
FA seeing ε_{FA} (arcsec)	0.52	0.31	0.55	0.66	0.43	0.33	0.32	0.29
SL seeing ε_{BL} (arcsec)	0.77	0.65	0.60	0.51	0.35	0.54	1.53	0.90
Isoplan. angle θ_0 (arcsec)	1.29	1.93	1.96	1.37	2.04	2.69	3.23	6.9
Coherence time τ_0 (ms)	3.53	5.58	4.90	3.37	4.60	5.1	1.58	3.4
FA coher. time τ_{FA} (ms)	10.2
BL coher. time τ_{BL} (ms)	4.0
Coher. étendue G_0 ($\text{m}^2 \text{ ms arcsec}^2$)	0.05	0.38	0.26	0.10	0.49	0.62	0.07 ^a	1.8
FA coher. étendue G_0 ($\text{m}^2 \text{ ms arcsec}^2$)	64
BL coher. étendue G_0 ($\text{m}^2 \text{ ms arcsec}^2$)	2.5

NOTES.—M-K is Mauna Kea, S-P is South Pole, D-C is Dome C, FA is free atmosphere, SL is surface layer, and BL is boundary layer.

^a Value of 0.07 is deduced from median values of ε_0 , θ_0 , and τ_0 at S-P.

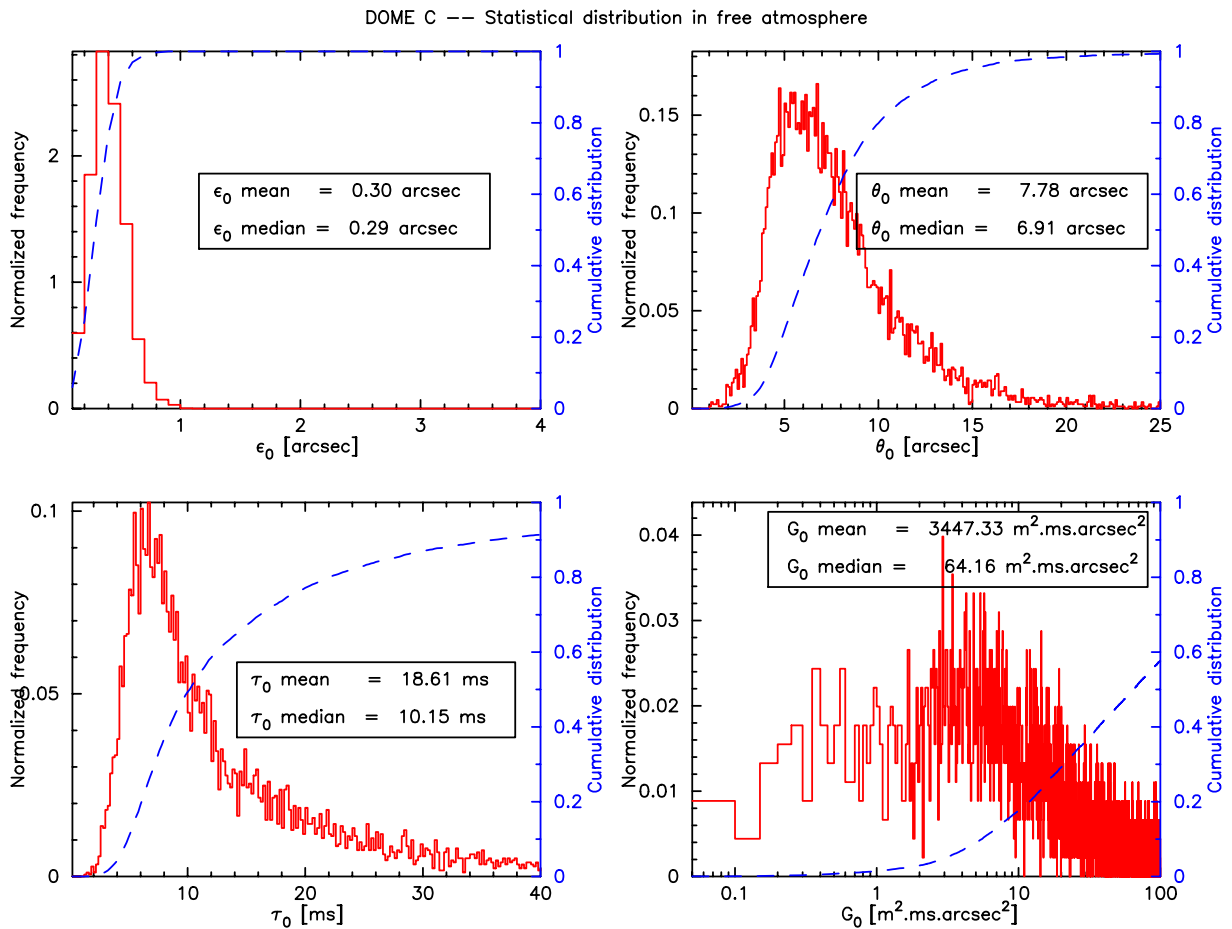


FIG. 11.—Same as Fig. 4, but excluding the surface-layer contribution. See the electronic edition of the *PASP* for a color version of this figure.

TABLE 2
COMPARISON OF ε_0 , θ_0 , AND τ_0 COMPUTED ABOVE SURFACE
LAYER AS MEASURED BY VARIOUS AUTHORS AT DOME C

Dome C above SL	ε_0	θ_0	τ_0	Statistics
This article	0.29	6.9	10.2	Median
This article	0.30	7.8	18.6	Mean
Aristidi et al. (2009)	0.36	3.9	...	Median
Aristidi et al. (2009)	0.38	4.3	...	Mean
Trinquet et al. (2008)	0.4	2.7	6.8	Median
Lawrence et al. (2004)	0.27	5.7	7.9	Mean
Lascaux et al. (2011)	0.30	Median

possible explanation for the weak velocities detected by SSS at high altitude, whereas values obtained by Geissler & Masciadri (2006) are stronger:

$$R_i = \frac{g}{T} \left[\frac{d\theta}{dh} \middle/ \left(\frac{dV_h}{dh} \right)^2 \right]. \quad (13)$$

In order to verify whether or not this underestimation has an influence on values of coherence time, we used the wind speed from the NOAA above 17 km up to 25 km a.s.l. (see Fig. 8) to recalculate the coherence time. The median and average values obtained using the NOAA wind modulus are, respectively, 3.4 and 4.8 ms. These values are approximately the same as those obtained when one uses only the SSS measurements (3.4 and 4.9 ms). If we consider only the free atmosphere, the median and mean values of coherence time are, respectively, 9.8 and 16.1 ms, which is close to the SSS values (10.2 and 18.5 ms). Since high-altitude C_N^2 values are very low at Dome C, the underestimation of the wind velocity has almost no influence on coherence time.

Let us imagine that it is possible to install a telescope at Dome C above the surface layer, i.e., about 30 m above ice level, and determine the consequences on main high angular resolution parameters. This idea was already suggested by Lawrence et al. (2004), because they measured these parameters with instruments (MASS and SODAR) that are not sensitive to the first 30 m of atmosphere. Later, Trinquet et al. (2008) showed the great importance of the surface-layer contribution to optical turbulence at Dome C, confirming the steady free atmosphere above the thin surface layer. In Figure 11, histograms and cumulative distribution of ε_0 , θ_0 , τ_0 , and G_0 are given, excluding the surface-layer contribution. One can see that the seeing becomes excellent at around 0.3"; the isoplanatic angle is the same, since the surface-layer contribution has no influence; the coherence time is about 3 times better, with a median τ_0 of about 10 ms; and the coherence étendue is far better, because G_0 median is about 64 m² ms arcsec². Comparison of our measurements with those of Lawrence et al. (2004), Trinquet et al. (2008), and comparison with Lascaux et al. (2011) is given in Table 2. Our seeing conditions compare well with the Lawrence et al. (2004) estimation and match exactly with

the Lascaux et al. (2011) prevision. SSS isoplanatic angle and coherence time are larger by a factor of 1.5–2.5.

5. CONCLUSION

The purpose of this study is to characterize the quality of the atmosphere above Dome C from the point of view of high angular resolution astronomy. Single-star SCIDAR allows us to retrieve both $C_N^2(h)$ and $V(h)$ profiles from ice level up to high atmosphere, giving access to the major high angular resolution parameters that are relevant to adaptive optics, such as ε_0 , θ_0 , and τ_0 and, consequently, to the coherence étendue G_0 . Measurements were performed during the whole polar winter 2006, from March to September. The present analysis is based on a previous article from Vernin et al. (2009), where SSS and DIMM were cross-compared at the same time and same site, giving almost identical seeing measurements within a large dynamical range from 0.2 to 2.0" seeing conditions. SSS-deduced wind-speed measurements also well compared with National Oceanic and Atmospheric Administration reanalysis.

We have shown that the seeing follows a slightly bimodal distribution centered around 0.4 and 1.2", mainly attributed to a major contribution of the surface-layer optical turbulence. But its contribution sometimes disappears, leading to the only influence of the free atmosphere, which is very steady and low. Over a 7 month period, (March to September) the median values of seeing, isoplanatic angle, coherence time, and coherence étendue are, respectively, 1.00", 6.9", 3.43 ms, and 1.8 m² ms arcsec². These astronomical conditions compare well with other major astronomical sites, such as Observatorio del Roque de los Muchachos (ORM), Ventarrones,⁴ Armazones,⁵ or Mauna Kea.⁶

Now that it is well established that most of the turbulence at Dome C lies within the first 30 m above ice, it is tempting to imagine that a telescope might be placed onto a 30 m elevated platform, safe from the turbulent surface layer. PILOT is such an attempt, detailed by Lawrence et al. (2009), where the telescope is installed on top of a concrete/metal pillar. Great care has to be taken to not disturb the flow around the structure. Trinquet et al. (2008) showed that the gradient of the potential temperature at Dome C is about 30°C within 30 m, meaning a very strong vertical gradient of the refractive index. Any mechanical turbulence will produce strong optical turbulence, not only in the wake of the building structure, but also above the building. Assuming that no extra turbulence is generated and installing the telescope above the surface layer, one would expect a median seeing, an isoplanatic angle, and a coherence time of, respectively, 0.29", 6.9", and 10.2 ms, leading to a coherence étendue of

⁴ Ventarrones was selected as a potential site to install the E-ELT.

⁵ Armazones was characterized in the framework of the Thirty Meter Telescope (TMT) project (Schöck et al. [2009] and 11 subsequent articles in *PASP*), but selected to install the E-ELT.

⁶ Mauna Kea was ultimately selected to shelter the TMT.

$64 \text{ m}^2 \text{ ms arcsec}^2$, around 100 times better than all the major known observatories. Seeing is better by a factor of 2–3, isoplanatic angle is better by a factor of 3, and coherence time is better by a factor of 2–3.

We also demonstrated that the continuous time during which some integrated parameter is better than a given threshold is much better above the surface layer than at ice level, except for the isoplanatic angle, which is not affected by surface turbulence.

Surprisingly, the first hours of each 24 hr local night allow much better astronomical conditions than in the middle and at the end of the night. Indeed, one would expect equal conditions, regardless of the hour of the night, since the Sun is always under the horizon. But the elevation angle of the Sun varies from -8° to -38° below the horizon, perhaps allowing some disturbance on the gradient of the refractive index. During polar summer, Aristidi et al. (2005) have shown such a phenomenon: the afternoon seeing remains below $0.5''$ for 5 continuous hours and then deteriorates. During the night and the morning, when the Sun is low upon the horizon, the gradient of the potential temperature is very high and positive, and any kinetic energy induced by the flow creates very strong refractive-index fluctuations. During the afternoon, the Sun heats the surface-layer air until the gradient of the potential temperature becomes zero. At this time,

even in the presence of kinetic energy, parcels of air of the same refractive index are mixed, leading to $C_N^2 \approx 0$, and the only contribution to seeing comes from the free atmosphere.

Here, we confirm the rapid acceleration of the wind speed within the surface layer from 5 m s^{-1} at ground level up to about 10 m s^{-1} on top. Across the free atmosphere, the wind speed measured by SSS is close to that measured by the NOAA up to 17 km a.s.l. Above that height, SSS seems to underestimate the wind speed, but at Dome C, this fact has almost no influence on other parameters.

We wish to thank the technical staff of Fizeau laboratory for its help in all aspects of single-star SCIDAR (SSS) setup. The members of the Antarctica Dome C station are warmly thanked, as well as the Paul Emile Victor Institute, which helped us in strategic decision and infrastructure. The French Institut National des Sciences de l'Univers granted the construction of the Dome C SSS prototype. National Oceanic and Atmospheric Administration is acknowledged for access to its meteorological reanalysis profiles through its Air Resources Laboratory archive. Other technical aspects of the SSS have been made possible in the framework of the contract F61775-02-C0002 with the US Air Force European Office of Aerospace Research and Development.

REFERENCES

- Agabi, A., Aristidi, E., Azouit, M., Fossat, E., Martin, F., Sadibekova, T., Vernin, J., & Ziad, A. 2006, *PASP*, 118, 344
- Aristidi, E., Agabi, A., Fossat, E., Azouit, M., Martin, F., Sadibekova, T., Travouillon, T., Vernin, J., et al. 2005, *A&A*, 444, 651
- Aristidi, E., Fossat, E., Agabi, A., Mékarnia, D., Jeanneaux, F., Bondoux, E., Challita, Z., Ziad, A., Vernin, J., et al. 2009, *A&A*, 499, 955
- Geissler, K., & Masciadri, E. 2006, *PASP*, 118, 1048
- Habib, A., Vernin, J., Benkhaldoun, Z., & Lanteri, H. 2006, *MNRAS*, 368, 1456
- Hagelin, S., Masciadri, E., Lascaux, F., & Stoesz, J. 2008, *MNRAS*, 387, 1499
- Hoegemann, C. K., Chueca, S., Delgado, J. M., Fuensalida, J. J., Garcia-Lorenzo, B., Mendizabal, E. G., Reyes, M., Verde, M., et al. 2004, in *Proc. SPIE*, 5490, 774
- Lascaux, F., Masciadri, E., & Hagelin, S. 2011, *MNRAS*, 411, 693
- Lascaux, F., Masciadri, E., Hagelin, S., & Stoesz, J. 2009, *MNRAS*, 398, 1093
- Lawrence, J. S., Ashley, M. C. B., Bailey, J., Barrado y Navascues, D., Bedding, T. R., Bland-Hawthorn, J., Bond, I., Boulanger, F., et al. 2009, *PASA*, 26, 379
- Lawrence, J. S., Ashley, M. C. B., Tokovinin, A., & Travouillon, T. 2004, *Nature*, 431, 278
- Lloyd, J. P. 2004, in *Proc. SPIE*, 5491, 190
- Marks, R. D., Vernin, J., Azouit, M., Manigault, J. F., & Clevelin, C. 1999, *A&AS*, 134, 161
- Racine, R. 2005, *PASP*, 117, 401
- Roddier, F. 1981, *Prog. Opt.*, 19, 281
- Schöck, M., Els, S., Riddle, R., Skidmore, W., Travouillon, T., Blum, R., Bustos, E., Chanan, G., et al. 2009, *PASP*, 121, 384
- Travouillon, T., Aristidi, E., Fossat, E., Lawrence, J. S., Mekarnia, D., Moore, A. M., Skidmore, A. W., & Storey, J. W. V. 2008, *Proc. SPIE*, 7012, 70124B
- Trinquet, H., Agabi, A., Vernin, J., Azouit, M., Aristidi, E., & Fossat, E. 2008, *PASP*, 120, 203
- Vernin, J., Agabi, A., Aristidi, E., Azouit, M., Chadid, M., Fossat, E., Sadibekova, T., Trinquet, H., et al. 2007, *Highlights Astron.*, 14, 693
- Vernin, J., & Azouit, M. 1983, *Journal d'Optique*, 14, 131
- Vernin, J., Chadid, M., Aristidi, E., Agabi, A., Trinquet, H., & van der Swaelmen, M. 2009, *A&A*, 500, 1271
- Vernin, J., Muñoz-Tuñón, C., Sarazin, M., Vázquez Ramió, H., Varela, A. M., Trinquet, H., Delgado, J. M., Jiménez Fuensalida, J., et al. 2011, *PASP*, 123, 1334

1.4 Optique adaptative

Au-delà des instruments de mesure de la turbulence optique, il existe une technique qui permet de s'y soustraire. C'est ce qu'on appelle l'optique adaptative.

L'optique adaptative (AO) est une méthode basée sur l'utilisation de miroirs déformables permettant d'appliquer une correction sur le front d'onde incident. Ce concept a vu le jour pour la première fois en 1953 dans l'article de Babcock [6] et les premiers résultats expérimentaux ont été obtenus par Rousset et al. en 1990 [56] à l'aide de l'instrument COME-ON testé sur un télescope de 1.52m de diamètre à l'Observatoire de Haute-Provence (OHP). Le schéma de principe de l'AO est montré sur la figure 1.1².

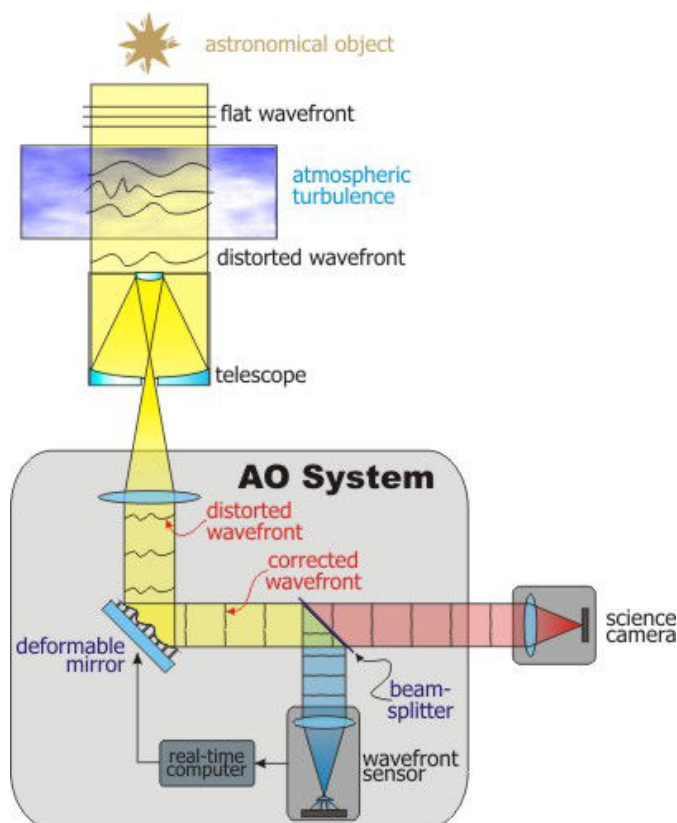


Figure 1.1 – Schéma de principe du fonctionnement d'un système d'AO.

Figure 1.1 – Scheme of the AO system principle.

J'ai eu la chance au cours de ma Licence et de ma thèse de pouvoir travailler sur la modélisation d'un système d'optique adaptative (AO) à Dôme C en Antarctique. Le but étant d'implanter un système fonctionnant à la fois mode GLAO (Ground Layer Adaptive Optics) et en mode SCAO (Single Conjugate Adaptive Optics). Cette double utilisation est possible à Dôme C car, comme nous l'avons montré dans l'article précédent, le seeing présente une distribution bi-modale, ce qui est le signe que l'on a deux types de profils turbulents : l'un donnant un seeing $\varepsilon_0 < 0.6''$, intéressant pour la SCAO, et l'autre donnant un seeing $\varepsilon_0 > 0.6''$. Le détail de cette étude est visible dans l'annexe D

2. http://www.vikdhillon.staff.shef.ac.uk/teaching/phy217/telescopes/phy217_tel_adaptive.html

Chapitre 2

Objectifs

2.1 "Flexible scheduling"

Le "**flexible scheduling**" est la gestion du programme d'observation d'un observatoire en fonction des caractéristiques de chaque projet :

- importance scientifique,
- qualité optique de l'atmosphère
- instrumentation disponible.

Aujourd'hui cette gestion n'est appliquée que pour une partie des observations. L'autre partie consiste simplement à attribuer un temps d'observation à une date donnée sans tenir compte des autres paramètres. Cette méthode a l'avantage d'être très simple à mettre en œuvre, mais elle présente l'inconvénient de favoriser la réussite des programmes ne nécessitant que des conditions optiques "moyennes". En effet, un projet qui a besoin d'un très bon seeing, comme une recherche d'exoplanètes par exemple, aura plus de chance d'échouer si l'on ne tient pas compte des conditions atmosphériques et optiques avant de démarrer l'observation, alors qu'un projet nécessitant un seeing moins bon aboutira plus facilement. Cette perte est autant scientifique que pécuniaire car l'allocation du temps d'observation est devenu très coûteuse.

La question que l'on peut aussi se poser est : pourquoi ne pas se contenter d'observations plus simples depuis le sol, et laisser les instruments spatiaux réaliser les observations à haute résolution angulaire ? Premièrement le coût de fonctionnement et de construction d'instruments spatiaux est encore plus grand que ceux des observatoires, et cela de plusieurs ordres de grandeur. Ensuite, le délai pour la mise en œuvre d'un programme scientifique d'observation spatiale est beaucoup plus long. Et enfin, ces instruments n'ont qu'une durée de vie limitée et leur entretien est particulièrement difficile, sinon impossible.

Nous comprenons donc l'intérêt d'améliorer la gestion des observatoires terrestres, non seulement pour les économies réalisées, mais aussi pour les avancées scientifiques entraînées par une minimisation des "pertes". Le but de ma thèse est donc d'augmenter l'efficacité du flexible scheduling, mais aussi d'étendre son utilisation à plusieurs observatoires.

Par conséquent, j'ai essayé de développer un outil permettant de prédire plusieurs heures avant le début des observations la valeur de paramètres tels que le seeing, l'humidité au sol ou

encore la vitesse du vent. Ainsi, il deviendrait possible de planifier une nuit d’observation en tenant compte aussi de l’évolution de la qualité optique du ciel.

2.2 Recherche et validation de sites astronomiques

Aujourd’hui, même si de très grands observatoires existent, et même si les emplacements de l’European Extremely Large Telescope (E-ELT) et du Thirty Meter Telescope (TMT) sont déjà déterminés, la recherche de nouveaux sites reste importante pour l’astronomie. En effet, il existe d’autres projets de construction d’observatoires comme au Tibet, où la Chine fait une étude pour installer des instruments toujours plus grands (Liu & Cui 2008 [38]).

Seulement, pour décider d’un emplacement, on investit beaucoup de temps, et de moyens dans l’installation et le fonctionnement d’instruments de mesures météorologiques (Station météo) et de mesure de turbulence optique (DIMM, SSS,...), et ce dans plusieurs sites en même temps. C’est pourquoi, dans ma thèse, je souhaite définir une technique simple, rapide et économique pour faire le même travail, ou du moins, pour accélérer ce travail.

J’ai donc tenté, en utilisant la prévision optique et atmosphérique, de créer une carte de la qualité astronomique d’une région. Pour cela, il faut définir un paramètre qui synthétise à la fois les conditions météorologiques et les conditions optiques afin de donner une information fiable sur l’importance astronomique d’un site dans une région donnée. Tout ce travail se ferait numériquement et ne demanderait que des ressources informatiques. Il permettrait donc d’économiser les dépenses faites habituellement sur plusieurs années.

2.3 Modèle des couches minces

Comme nous l’avons vu dans la partie précédente, en présence d’un gradient de température et d’un gradient de vitesse du vent, si le nombre de Richardson (voir équation 1.1) devient inférieur à $1/4$, la turbulence optique apparaît. Cependant Vernin & Muñoz-Tuñón en 1994 [73] et plus tard Werne & Fritts en 1999 [78] ont mis en évidence la présence de couches turbulentes fines (quelques dizaines de mètres) apparaissant par paire.

En effet, lorsque la taille de la couche turbulente dynamique devient plus grande que l’échelle externe L_0 de la turbulence optique (voir section 1.1), il y a une homogénéisation de la température et la turbulence optique reste bloquée à chaque extrémité de cette couche turbulente dynamique.

Ce phénomène particulier est vraiment le marqueur de la différence entre turbulence dynamique et turbulence optique. Nous allons donc essayer de montrer la fiabilité du modèle WRF-TV en retrouvant numériquement ce phénomène.

2.4 Ondes de gravité

Les ondes de gravité sont un phénomène bien connu des météorologues, mais moins connu des astronomes. Pourtant, elles sont la cause d’apparition de turbulence (Vernin et al. 2007 [77]), et impactent donc les observations. Ces ondes ont plusieurs origines possibles telles que la présence

d'une importante variation orographique (montagne), ou encore la présence d'un front dans l'atmosphère. J'ai pu les détecter et les caractériser à l'aide du modèle WRF-TV afin de montrer une nouvelle fois sa capacité à bien simuler les phénomènes atmosphériques particuliers.

Deuxième partie

Modèle statistique de déduction de la turbulence optique, et modèle numérique de prévision météorologique

Chapitre 3

Modèle de prévision atmosphérique WRF

Advanced Research WRF (ARW) est un modèle numérique non-hydrostatique¹ de prévision météorologique sur un domaine fini. Il a été développé depuis quelques années au National Center for Atmospheric Research (NCAR) aux États-Unis. Il est fait pour être très flexible et pour s'adapter aux besoins de la recherche. Son utilisation est assez large et inclue par exemple :

- La simulation de cas idéalisés
- La prévision en temps réel
- La recherche sur les ouragans
- La recherche sur le climat régional

Comme on peut le voir sur la figure 3.1 représentant son schéma de fonctionnement, WRF est composé de deux parties principales : le WRF Pre-Processing System (WPS) et le modèle WRF lui-même puis de deux parties secondaires : les sources externes de données et l'analyse des résultats.

3.1 WRF Pre-Processing System

3.1.1 Domaines et données d'entrée

La première démarche avant d'utiliser WRF est de créer un domaine en trois dimensions dans lequel on souhaite simuler l'évolution de l'atmosphère. Ce domaine peut avoir une taille de plusieurs dizaines de mètres à plusieurs centaines de kilomètres, avec une résolution variable. Il peut être composé de plusieurs sous-domaines imbriqués les uns dans les autres (voir section 3.2.2) afin d'améliorer la résolution de la grille de simulation, on appellera ça le "nesting" dans ce mémoire. Les domaines utilisés seront présentés plus loin dans ce rapport.

1. Un modèle hydrostatique néglige l'accélération verticale par rapport aux autres termes. Ainsi les mouvements verticaux sont définis par l'équation de l'équilibre hydrostatique : $\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g$. WRF n'utilise pas cette hypothèse et prend donc en compte tous les termes dans les équations.

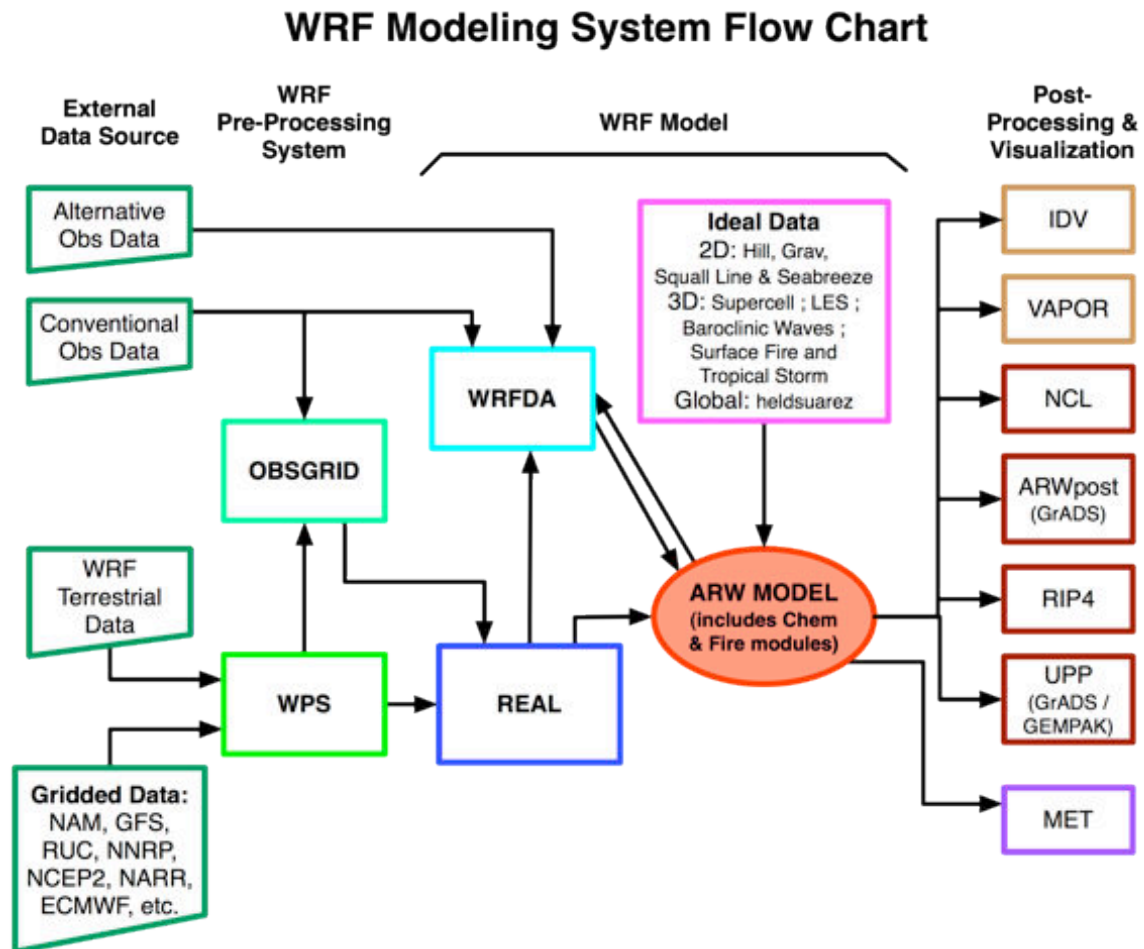


Figure 3.1 – Schéma de fonctionnement du modèle WRF [51].

Figure 3.1 – Scheme of the WRF [51] modele operation.

Lorsque l'on souhaite effectuer une simulation dans des conditions météorologiques réelles, il faut avant tout connaître l'orographie du domaine simulé. Un ensemble de fichiers topographiques est déjà présent dans le package WRF. Leurs résolutions s'échelonnent d'environ 20km à 1km. Il est cependant possible de trouver des modèles de terrain atteignant des résolutions plus fines, mais il faut les implémenter soi-même à l'intérieur du programme.

Au delà de l'orographie, WRF a besoin de connaître plusieurs paramètres qui restent constant au cour de la simulation tels que la couverture du sol (forêt, environnement urbain,...) ou la présence d'étendue d'eau (lac ou océan). Les fichiers contenant ces paramètres sont disponibles sur le site internet de WRF².

Une fois que notre domaine et notre modèle de terrain sont bien définis, il est nécessaire d'initialiser nos simulations avec les conditions météorologiques réelles. Il nous faut donc connaître un certain nombre de paramètres que l'on peut obtenir à partir de centres météorologiques qui mettent à disposition des données globales provenant de la "ré-analyse"³ de mesures réelles. Parmi ces sources nous pouvons citer : le National Center for Environmental Prediction (NCEP), le National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA), l'European Center for Medium-Range Weather Forecasts (ECMWF). Les principaux paramètres météorologiques nécessaires au lancement de WRF sont :

- La température au sol
- Le profil vertical de la température
- Les composantes de la vitesse du vent au sol
- Les profils verticaux des composantes de la vitesse du vent
- L'humidité relative
- Le profil vertical de la pression atmosphérique
- L'altitude géopotentielle

Ces données d'initialisation doivent être téléchargées à chaque utilisation de WRF car elles dépendent de la date et de l'heure du début des simulations. Elles sont aux formats GRIB ou GRIB2⁴ utilisés par tous les centres météorologiques.

3.1.2 Fonctionnement de WRF Pre-Processing System

Maintenant que nous avons créé notre domaine ainsi que nos sous-domaines (nesting), que nous avons défini le modèle de terrain et que nous avons téléchargé les données météorologiques d'initialisation, nous allons utiliser WPS pour préparer notre simulation. Son fonctionnement se déroule en 3 étapes :

2. <http://www2.mmm.ucar.edu/wrf/users/>

3. Une ré-analyse est une méthode qui combine les modèles de prévision météorologique et les observations afin de synthétiser et d'échantillonner tous les paramètres sur une grille ayant une résolution horizontale et verticale constante.

4. GRIB : General Regularly-distributed Information in Binary form. C'est un format classiquement utilisé en météorologie pour stocker les données.

- Nous devons d'abord adapter le modèle de terrain aux domaines créées. Ce travail est effectué par le programme *geogrid.exe* qui permet d'interpoler les données terrestres (orographie, type de sol,...) à chaque point de la grille du domaine.
- Nous devons ensuite "degribber" les données météorologiques afin de les rendre lisibles par WRF en utilisant le programme *ungrib.exe*.
- Enfin, le programme *metgrid.exe* interpole ces données à chaque point de la grille de notre domaine.

L'ensemble de ce travail est géré par le fichier de configuration, le "*namelist.wps*", qui contient les informations sur :

- les domaines (résolution, taille, position géographique)
- l'heure de début et de fin de la simulation
- le type de données terrestres à utiliser
- l'emplacement des données météorologiques.

Un exemple de ce "*namelist.wps*" est visible en annexe A.1.

3.2 Modèle WRF-ARW

Le modèle WRF-ARW, appelé simplement WRF dans la suite, est le système qui simule l'évolution de l'atmosphère à l'intérieur du domaine choisi et préparé par WPS. C'est dans cette partie que l'on va paramétrer la manière dont WRF va fonctionner. Le nombre d'options physiques et microphysiques est très important et permet d'adapter les simulations aux besoins de l'utilisateur et aux types de résultats qu'il veut obtenir. La compréhension et le test des différentes paramétrisations ont été une partie importante de ma thèse.

Le modèle de prévision WRF est un modèle qui résout les équations de conservation et de la dynamique. Il prend en compte les principaux processus physiques qui régissent les écoulements réels. Pour plus de détails il faut consulter le manuel d'utilisation de WRF [51]. Parmi ces processus on peut citer :

- Transfert radiatif à courte et longue longueur d'onde
- diffusion et convection
- Physique des nuages

Je vais maintenant rappeler brièvement les principales équations utilisées par WRF. Ces équations sont décrites de manière détaillée dans Skamarock et al. (2008) [59]. Je vais également présenter les possibilités d'imbrications de domaines, ainsi que quelques paramètres importants pour le lancement de nos simulations.

3.2.1 Equations qui gouvernent WRF

WRF est basé sur l'intégration des équations d'Euler non-hydrostatiques et compressibles. Ces équations sont définies en termes de flux, et sont formulées en utilisant la pression comme coordonnée verticale (équation 3.1) (Skamarock et al. 2008 [59] et Mahalov et al. 2011 [42]). Cette coordonnée sera défini par η dans le reste de ce rapport. Dans la littérature, on trouve souvent le terme "êta-niveau" (eta-level).

$$\eta = \frac{P_h - P_{ht}}{P_{hs} - P_{ht}} \quad (3.1)$$

P_h est la pression d'un niveau donné, et P_{hs} et P_{ht} sont respectivement la pression au sol et la pression au sommet du domaine. Cette équation est telle que $\eta = 0$ au plus haut niveau, et $\eta = 1$ au sol. Si l'on considère $\mu = P_{hs} - P_{ht}$ comme étant la masse par unité de surface d'une colonne d'air de notre domaine, on peut définir les variables de flux par :

$$\mathbf{V} = \mu \mathbf{v} = (U, V, W), \quad \Omega = \mu \dot{\eta}, \quad \Theta = \mu \theta \quad (3.2)$$

Où $\mathbf{v} = (u, v, w)$ est le vecteur de la vitesse physique d'une particule de fluide, $\omega = \dot{\eta}$ ⁵ représente la vitesse verticale dans notre espace de calcul (Mahalov et al. [42]), et θ est la température potentielle.

Les équations d'Euler sous forme de flux sont donc :

$$\partial_t U + (\nabla \cdot \mathbf{V}u) - \partial_x(p\partial_\eta \phi) + \partial_\eta(p\partial_x \phi) = F_U \quad (3.3)$$

$$\partial_t V + (\nabla \cdot \mathbf{V}v) - \partial_y(p\partial_\eta \phi) + \partial_\eta(p\partial_y \phi) = F_V \quad (3.4)$$

$$\partial_t W + (\nabla \cdot \mathbf{V}w) - g(\partial_\eta p - \mu) = F_W \quad (3.5)$$

$$\partial_t \Theta + (\nabla \cdot \mathbf{V}\theta) = F_\Theta \quad (3.6)$$

$$\partial_t \mu + (\nabla \cdot \mathbf{V}) = 0 \quad (3.7)$$

$$\partial_t \phi + \mu^{-1}[(\mathbf{V} \cdot \nabla \phi) - gW] = 0 \quad (3.8)$$

Où $\phi = gz$ représente le géopotentiel, et p est la pression. Les termes $F_U, F_V, F_W, et F_\Theta$ représentent la contribution des forces qui découlent du modèle physique, de la turbulence, et de la rotation de la Terre.

On peut noter que :

$$\partial_t = \frac{\partial}{\partial t} ; \quad \partial_x = \frac{\partial}{\partial x} ; \quad \partial_y = \frac{\partial}{\partial y} ; \quad \partial_\eta = \frac{\partial}{\partial \eta}$$

Il est également important de noter que la divergence d'un scalaire "a" notée $\nabla \cdot \mathbf{V}a$ vaut dans notre cas :

$$\nabla \cdot \mathbf{V}a = \partial_x(Ua) + \partial_y(Va) + \partial_\eta(\Omega a)$$

Les formules 3.3 à 3.5 représentent les équations du bilan de la quantité de mouvement d'une particule de fluide selon les trois composantes (U, V, W). Les équations 3.6 et 3.7 sont celles de la conservation de la température potentielle et de la masse. L'expression 3.8 représente l'équation

5. La notation $\dot{\eta}$ représente la dérivée temporelle de η

de la variation temporelle du géopotentiel.

Skamarock et al. (2008) [59] présentent ensuite l'inclusion de termes d'humidité et d'effet de Coriolis, ce qui complexifie fortement le système d'équations ci-dessus, mais je ne rentrerai pas dans les détails de ces formulations dans ma thèse.

3.2.2 Imbrication de sous-domaines

L'une des principales caractéristiques de WRF est la possibilité de simuler l'évolution de l'atmosphère sur un domaine fini, et d'ajouter un certain nombre de domaines imbriqués afin d'augmenter la résolution de la grille. Mahalov et al. (2010) [41] montrent son effet sur différents paramètres météorologiques.

Cette imbrication a pour but de réduire considérablement le temps de calcul. En effet, si l'on considère un domaine de $1000 \times 1000 \text{ km}$ et que l'on souhaite atteindre une résolution de $1 \times 1 \text{ km}$, soit 1000×1000 points dans la grille, il faudrait un temps de calcul trop long et des ressources beaucoup trop importantes pour obtenir des résultats.

L'imbrication permet de se focaliser sur une ou plusieurs portions du domaine de base afin d'en améliorer la résolution. Par conséquent, nous pourrions choisir une résolution de $10 \times 10 \text{ km}$ (soit 100×100 points) pour le premier domaine et ajouter un ou plusieurs domaines imbriqués pour atteindre la résolution désirée avec moins de points dans la grille et ainsi économiser du temps de calcul.

Le schéma de la figure 3.2 (Skamarock et al. (2008) [59]) montre les possibilités d'imbrication. On peut voir qu'il est impossible d'avoir des sous-domaines qui se chevauchent, mais il est possible d'avoir plusieurs sous-domaines non imbriqués.

Il existe aussi dans WRF un outil appelé "vertical nesting" qui permet de raffiner la résolution verticale sur le dernier sous-domaine afin d'économiser du temps de calcul. L'article de Mahalov et al. (2009) [40] présente les débuts de cette imbrication verticale. Cette outil, particulièrement intéressant pour notre étude, sera détaillé dans la section 7.2

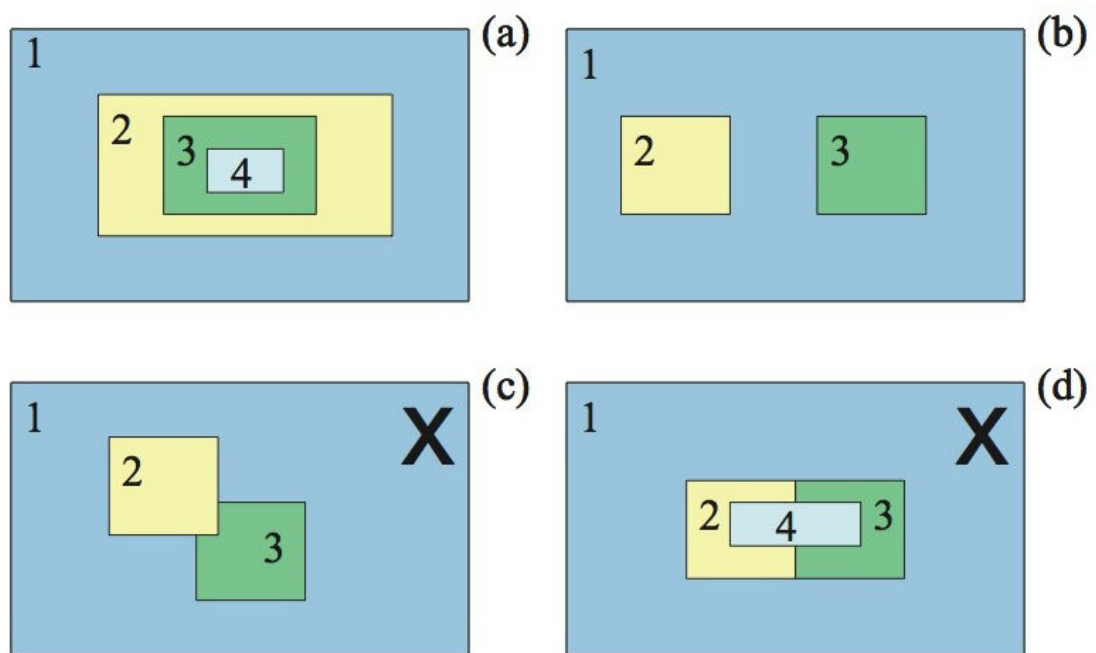


Figure 3.2 – Possibilités d’imbrication. Les schémas (a) et (b) sont possibles alors que les (c) et (d) ne le sont pas.

Figure 3.2 – Nesting possibilities. (a) and (b) schemes are the possible nestings while (c) and (d) schemes are not.

Chapitre 4

Modèle statistique Trinquet-Vernin

La seule façon de mesurer le profil vertical de l'intensité de la turbulence réside dans l'utilisation d'instruments tels que les ballons sondes, le MASS, le SCIDAR, le SSS,... Cependant ils présentent tous des inconvénients comme je l'ai précisé dans la section 1.2.

Pour répondre à mes objectifs, l'utilisation d'instruments est impossible. Comme je l'ai expliqué précédemment, j'ai besoin d'un outil capable de mesurer et même de prédire la turbulence optique dans un champ tridimensionnel. Il est donc indispensable d'utiliser un modèle numérique qui permet de déduire le profil de la constante de structure de l'indice de réfraction C_N^2 à partir des paramètres météorologiques prédits par WRF.

Il existe aujourd'hui plusieurs moyens de calculer numériquement le profil du C_N^2 :

- En 1978, Vanzandt et al. [66] ont développé un modèle stochastique basé sur le traitement statistique des structures fines verticales de l'atmosphère. Il utilise la théorie de la turbulence stable, homogène et isotrope développé par Tatarski en 1971 [62] et Ottersten en 1969 [52]. De plus il utilise une théorie permettant de définir la fraction du volume de l'atmosphère qui est turbulent. Cette dernière est basée sur un modèle de distribution statistique du cisaillement du vent (Rosenberg & Dewan (1974) [55]). Le modèle de Vanzandt utilise ces deux théories pour calculer numériquement le profil du C_N^2 .
- Depuis 1999, Masciadri et al. [49] [50] ont développé un modèle de calcul du C_N^2 dépendant de plusieurs variables macroscopiques simulées par le modèle Meso-NH : le gradient de la température potentielle, l'énergie cinétique de la turbulence, et la longueur de mélange. Il a depuis été utilisé au-dessus de plusieurs sites et avec d'autres modèles météorologiques (MM5, WRF). Cependant ce modèle a besoin d'une calibration pour chaque site étudié.

Le modèle que j'ai choisi d'utiliser est celui de Trinquet & Vernin développé en 2007 [65]. Ce modèle est basé sur l'analyse des données d'un grand nombre de vols de ballons sondes. En effet, c'est l'instrument qui dispose de la meilleure résolution verticale et de la plus grande fiabilité de mesure de la constante de structure de la température potentielle C_θ^2 . De plus, c'est le seul instrument qui permet de mesurer simultanément les paramètres météorologiques (P , T , R_H et \mathbf{V}) et la turbulence optique. A partir de ces mesures, Trinquet & Vernin ont déduit un profil statistique qui relie le profil vertical de $C_\theta^2(h)$ au gradient vertical du cisaillement horizontal du vent $S(h)$ et au gradient vertical de la température potentielle moyenne $\chi(h)$ selon la formule :

$$C_\theta^2(h) = \phi(h)\chi(h)S(h)^{1/2} \quad (4.1)$$

$$\chi(h) = \frac{d\bar{\theta}}{dh} \quad (4.2)$$

$$S(h) = \left[\left(\frac{dV_x}{dh} \right)^2 + \left(\frac{dV_y}{dh} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (4.3)$$

où h représente l'altitude, V_x et V_y représentent les composantes horizontales de la vitesse du vent, et $\phi(h)$ représente le profil statistique du modèle Trinquet-Vernin (TV) déduit de l'analyse des ballons sondes. Les valeurs de $\phi(h)$ sont détaillées dans la table 4.1. Comme on peut le voir, ϕ a une plus grande résolution verticale dans la couche limite ($\Delta h = 50m$) qui est la plus turbulente, et une plus faible dans l'atmosphère libre ($\Delta h = 1000m$).

Il est maintenant facile de retrouver les valeurs du C_N^2 , grâce à la loi de Gladstone (équation 1.5), ainsi que les autres paramètres de l'optique atmosphérique (équations 1.6 à 1.10).

Le principal avantage de ce modèle est qu'il n'utilise aucune hypothèse et qu'il n'a besoin d'aucune calibration.

Table 4.1 – Profil vertical de ϕ déduit de l'analyse statistique de ballons sondes
Table 4.1 – Vertical profile of ϕ deduced from the statistical analysis of balloons sounding.

Couche limite		Atmosphère libre	
Altitude (m)	ϕ	Altitude (m)	ϕ
5	2.8349920	1500	0.2202239
55	0.7825773	2500	0.1232994
105	0.2851246	3500	0.1220847
155	0.2247893	4500	0.1116992
205	0.2339369	5500	$7.9565063 \cdot 10^{-2}$
255	0.2368697	6500	$7.6611020 \cdot 10^{-2}$
305	0.1393718	7500	$9.4689481 \cdot 10^{-2}$
355	0.1697904	8500	$8.2437001 \cdot 10^{-2}$
405	0.1350916	9500	$8.5563779 \cdot 10^{-2}$
455	0.1151705	10500	$7.9648279 \cdot 10^{-2}$
505	0.1201656	11500	$5.9562359 \cdot 10^{-2}$
555	0.1242000	12500	$4.4496831 \cdot 10^{-2}$
605	0.1528365	13500	$4.5322943 \cdot 10^{-2}$
655	0.1258108	14500	$3.8577948 \cdot 10^{-2}$
705	0.1038473	15500	$4.9237989 \cdot 10^{-2}$
755	$9.6003376 \cdot 10^{-2}$	16500	$4.5535788 \cdot 10^{-2}$
805	$8.3205506 \cdot 10^{-2}$	17500	$4.5892496 \cdot 10^{-2}$
855	0.1061958	18500	$3.9653547 \cdot 10^{-2}$
905	$9.4715632 \cdot 10^{-2}$	19500	$4.1269500 \cdot 10^{-2}$
955	0.1022552		

Troisième partie

Test du modèle WRF-TV : sur un cas idéalisé, et étude de son efficacité au dessus de sites réels

Chapitre 5

Cas idéalisé

Parmi les outils disponibles avec le modèle WRF, il existe la possibilité d'effectuer des simulations sur des cas simples, dit idéalisés. Le but étant de tester le modèle en minimisant le nombre de facteurs à prendre en compte par WRF lors de la simulation tels que l'orographie complexe ou encore l'initialisation à partir de conditions météorologiques. Ces cas peuvent être définis pour un domaine 1D, 2D ou 3D.

Dans cette étude, nous avons utilisé ce type de cas pour valider le modèle WRF-TV qui n'a encore jamais été utilisé pour simuler la turbulence optique. Le but est de montrer que WRF-TV est capable de simuler l'apparition de phénomènes particuliers observables en réalité. Les deux conditions que l'on souhaite retrouver sont l'apparition de couches minces (voir section 2.3), et le développement d'ondes de gravité (voir section 2.4).

Nous avons pu, grâce à ces cas idéalisés, imposer un modèle orographique plat, sans relief, ainsi que des profils simples de température potentielle et de vitesse (U, V) du vent afin de retrouver les observations mentionnées ci-dessus.

5.1 Couches minces

Vernin & Muñoz-Tuñón (1992) [72], Vernin & Muñoz-Tuñón (1994) [73], Coulman et al. (1995) [18] et Werne & Fritts (1999) [78] ont montré que le profil de la turbulence optique est fait de plusieurs couches ayant une épaisseur d'une dizaine de mètres, alors qu'on pouvait s'attendre à des couches d'une centaine de mètre d'épaisseur. Ce phénomène est dû à l'homogénéisation de la température à l'intérieur de la couche de turbulence dynamique (section 2.3). Cette homogénéisation est elle-même le signe qu'il y a de la viscosité qui transforme l'énergie cinétique en chaleur. On peut noter que Joseph et al. 2003 [29] et 2004 [30] et Mahalov et al. 2004 [44] ont utilisés un modèle numérique de "jet stream", focalisé sur la tropopause, et ils ont retrouvé ces phénomènes d'homogénéisation de la température.

5.2 Ondes de gravité

Les ondes de gravité dans l'atmosphère sont dues à une perturbation dans la stratification de la densité. Par exemple, au passage d'une forte variation de relief, ou en présence d'un front

d'air de densité différente, la stratification de l'atmosphère devient localement perturbée, et les particules d'air se mettent à osciller autour d'une position d'équilibre. C'est cette oscillation qui crée l'onde de gravité, laquelle peut se propager jusqu'à de très hautes altitudes. Ce phénomène induit localement un fort gradient de vitesse du vent, et par conséquent il peut y avoir une apparition de turbulence optique si le nombre de richardson devient inférieur à $1/4$ ($R_i < 1/4$) (voir section 1.1.1).

En 1982, Gill [21] a fait un important travail pour définir ces ondes de gravité, et plus tard Vernin et al. (2007) [77] ont montré un exemple de caractérisation de ces ondes au-dessus de l'Observatoire de Haute Provence (OHP). Nous allons essayer de faire le même travail à partir des simulations obtenues grâce au modèle WRF.

Une oscillation spatio-temporelle de la vitesse du vent est l'une des caractéristiques de la présence d'onde de gravité. Il est nécessaire pour cela de s'intéresser à l'hodographe¹ du vent qui doit faire apparaître une ellipse si une onde de gravité est présente [77] (figure 5.1).

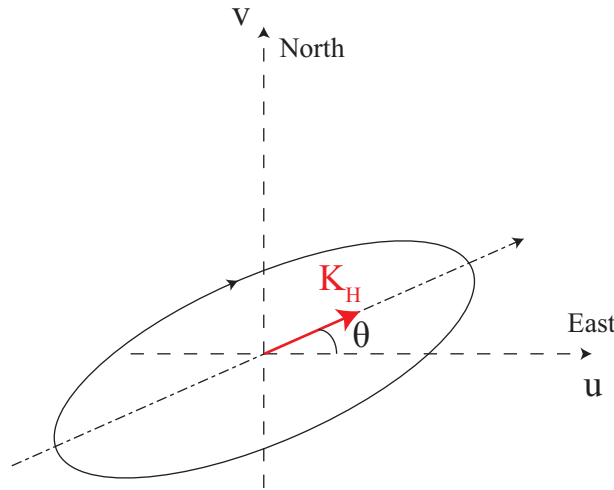


Figure 5.1 – Exemple d'hodographe du vent en présence d'onde de gravité. L'oscillation de la vitesse du vent se définit par l'apparition d'une ellipse.

Figure 5.1 – Wind hodograph in presence of a gravity wave. The wind speed oscillation corresponds to an ellipse in this hodograph.

Une fois que nous avons trouvé une ellipse dans l'hodographe, nous pouvons caractériser l'onde en mesurant tous les paramètres qui la définissent :

- h_{min} est l'altitude de la limite inférieure de l'onde
- h_{max} est l'altitude de la limite supérieure de l'onde
- λ_z est la longueur d'onde de l'onde dans la direction verticale z
- m est le nombre d'onde vertical (figure 5.2) :

$$m = \frac{2\pi}{\lambda_z} \quad (5.1)$$

1. L'hodographe du vent est un diagramme qui montre l'extrémité du vecteur de la vitesse horizontale aux différentes altitudes.

- θ est l'angle entre le grand axe de l'ellipse et l'axe u des vitesses (figure 5.1) (u représente la direction ouest-est).
- ω est la pulsation intrinsèque de l'onde :

$$\omega = f \frac{\text{grand axe}}{\text{petit axe}} \quad (5.2)$$

$f = 2\Omega \sin\phi$ est la pulsation inertielle à la latitude ϕ , et Ω est la vitesse angulaire de rotation de la Terre.

- K_H est la projection du vecteur d'onde dans le plan (x,y) (figures 5.1 et 5.2) :

$$K_H = \sqrt{\frac{f^2 - \omega^2}{\omega^2 - N^2}} \quad (5.3)$$

- K est le module du vecteur d'onde (figure 5.2) :

$$K = \sqrt{K_H^2 + m^2} \quad (5.4)$$

- k et l sont les composantes horizontales du vecteur d'onde (figure 5.2). Elles peuvent être déduites à partir de l'ellipse (figure 5.1) :

$$\begin{cases} k = K_H \cos\theta \\ l = K_H \sin\theta \end{cases} \quad (5.5)$$

- λ_x et λ_y sont les longueurs d'onde suivant les axes x et y :

$$\begin{cases} \lambda_x = 2\pi/k \\ \lambda_y = 2\pi/l \end{cases} \quad (5.6)$$

- φ est l'angle entre le vecteur d'onde, et le plan horizontal (figure 5.2) :

$$\varphi = \tan^{-1} \left(\frac{m}{K_H} \right) \quad (5.7)$$

5.3 Paramétrisation du cas idéalisé

Le cas idéal que nous avons choisi produit une simulation à grand tourbillon, ou "Large Eddy Simulation" (LES), d'une couche limite libre convective² (CBL). La turbulence de la CBL est induite par le flux de chaleur provenant de la surface qui est fixé par un paramètre (*the_heat_flux*) que l'on peut librement modifier.

La simulation est réalisée sur le domaine 3D suivant :

- Une grille ayant une résolution $\Delta x = \Delta y = 100m$, et 40×40 points;

2. La couche limite est ici convective car on peut paramétrer l'échauffement dû à la température du sol. Cette échauffement induit de la convection dans les couches basses.

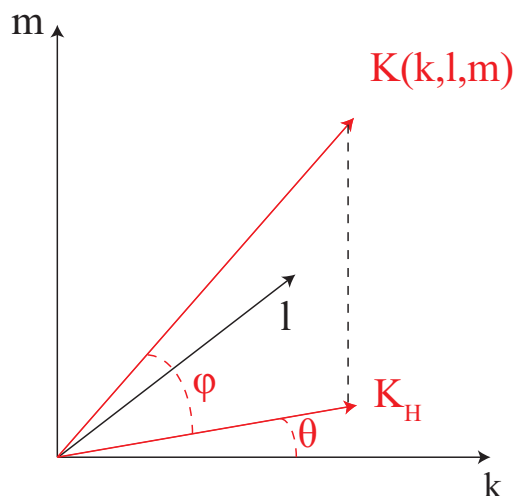


Figure 5.2 – Nombres d’onde caractérisant une onde de gravité.

Figure 5.2 – Wave numbers characterizing a gravity wave.

- 200 niveaux verticaux échelonnés de 0 à 2000m d’altitude avec une résolution verticale constante de $\Delta z = 10m$.

Grâce à ce type de simulation, nous sommes en mesure d’imposer nous même les conditions initiales pour l’initialisation de WRF. Les paramètres modifiables sont : l’altitude des niveaux, l’humidité relative, la vitesse du vent (U, V) et la température potentielle.

Nous avons décidé pour notre étude d’initialiser notre simulation avec une seule couche de turbulence dynamique située autour de 1000m d’altitude et d’une centaine de mètres d’épaisseur. Pour cela nous avons imposé un fort gradient de la température ($\frac{d\theta}{dz}$) et de la composante U de la vitesse du vent ($\frac{dU}{dz}$) sur l’épaisseur de la couche. Les composantes V et W sont mises à 0.

Comme on peut le voir sur la figure 5.3 représentant les profils d’initialisation, U et θ sont tels que $R_i < 1/4$ dans la couche afin de déclencher de la turbulence optique.

5.4 Résultats

5.4.1 Modèle des couches minces

Comme on peut le voir sur les figures 5.3 et 5.4, la couche de turbulence dynamique a une épaisseur initiale d’une centaine de mètres. Les figures 5.4 et 5.5 nous montrent qu’après seulement une dizaine de minutes, le modèle WRF commence à faire évoluer l’atmosphère. Ces figures nous montrent également l’étalement progressif du régime turbulent sur toute la hauteur du domaine.

Les profils visibles dans la figure 5.6 montrent qu’après seulement 12.5 minutes de simulations, on commence à voir apparaître des structures intéressantes. En effet on peut voir que le profil de température présente une homogénéisation ($\frac{d\theta}{dz} = 0$) là où se trouvait initialement le gradient de température potentielle. On constate aussi que les gradients de températures sont pré-

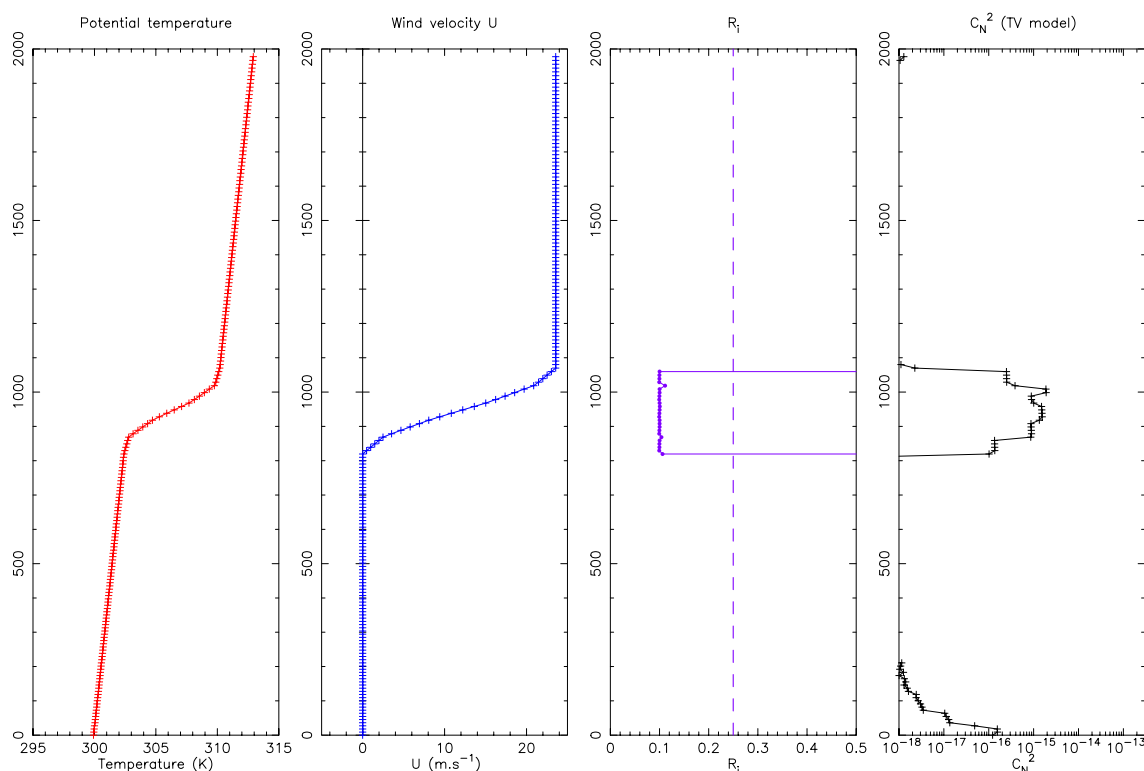


Figure 5.3 – Cette figure représente, de gauche à droite, les profils initiaux de la température potentielle, de la composante U de la vitesse du vent, du nombre de Richardson, et du C_N^2 qui en résulte d'après le modèle TV.

Figure 5.3 – This figure shows, from left to right, initial vertical profiles of the potential temperature, the wind velocity component U, the Richardson number and the resulting C_N^2 as predicted by the TV model.

sents aux extrémités de cette homogénéisation. Ce phénomène a pour effet de séparer la couche de turbulence optique en deux couches turbulentes équivalentes. Entre ces dernières, l'intensité de la turbulence diminue dans cette figure d'un facteur 10, où on passe de $C_N^2 \leq 2 \cdot 10^{-15} m^{-2/3}$ à $C_N^2 \leq 1 \cdot 10^{-16} m^{-2/3}$.

Un autre point intéressant est visible sur la figure 5.7 qui représente les profils après 34 minutes de simulation. On peut constater la présence d'une multitude de couches turbulentes fines sur le profil du C_N^2 , et on peut voir que le profil de température a une allure en "escalier". Ces deux points caractérisent le même phénomène d'homogénéisation de la température et de séparation en couches minces présent sur toute la hauteur du domaine. Cette structure en couches fines est compatible avec les observations réelles.

Ces deux résultats mettent donc en évidence la capacité de WRF à prendre en compte la

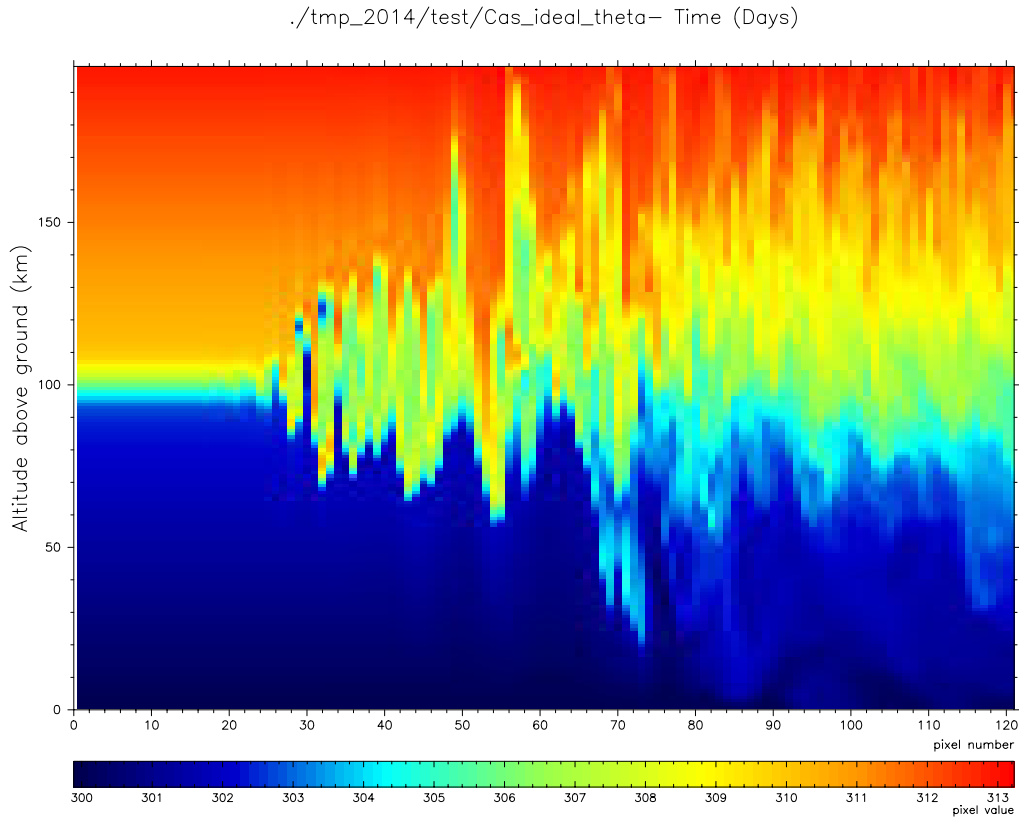


Figure 5.4 – Evolution temporelle du profil vertical de la température potentielle.

Figure 5.4 – Time evolution of the vertical profile of the potential temperature.

viscosité et donc à retrouver ce phénomène d'évolution en couches minces observé par Vernin & Muñoz-Tuñón (1992) [72], Vernin & Muñoz-Tuñón (1994) [73], Coulman et al. (1995) [18] et Werne & Fritts (1999) [78].

5.4.2 Ondes de gravité

Comme je l'ai déjà expliqué, la recherche d'onde de gravité se fait par l'étude de la vitesse de vent, et de son hodographe. En effet, cette onde va produire des oscillations de la vitesse du vent, et ces oscillations se traduiront par une ellipse dans l'hodographe.

Il est nécessaire de filtrer les profils verticaux des composantes de la vitesse du vent pour mieux voir les oscillations dues aux ondes de gravité. En effet, dans la figure 5.8 on constate qu'il n'y a que peu de variation dans les composantes de la vitesse du vent. Il est donc difficile de parler d'oscillation. En réalité, ces variations sont dues au passage d'une onde de gravité, mais elles sont faibles en comparaison de l'allure moyenne du profil de vitesse. Il devient donc nécessaire d'appliquer un filtre passe-bande centré autour de la longueur d'onde apparente des faibles variations (pour la figure 5.8, $\lambda_z \approx 200m$). Ainsi toutes les variations ayant une échelle

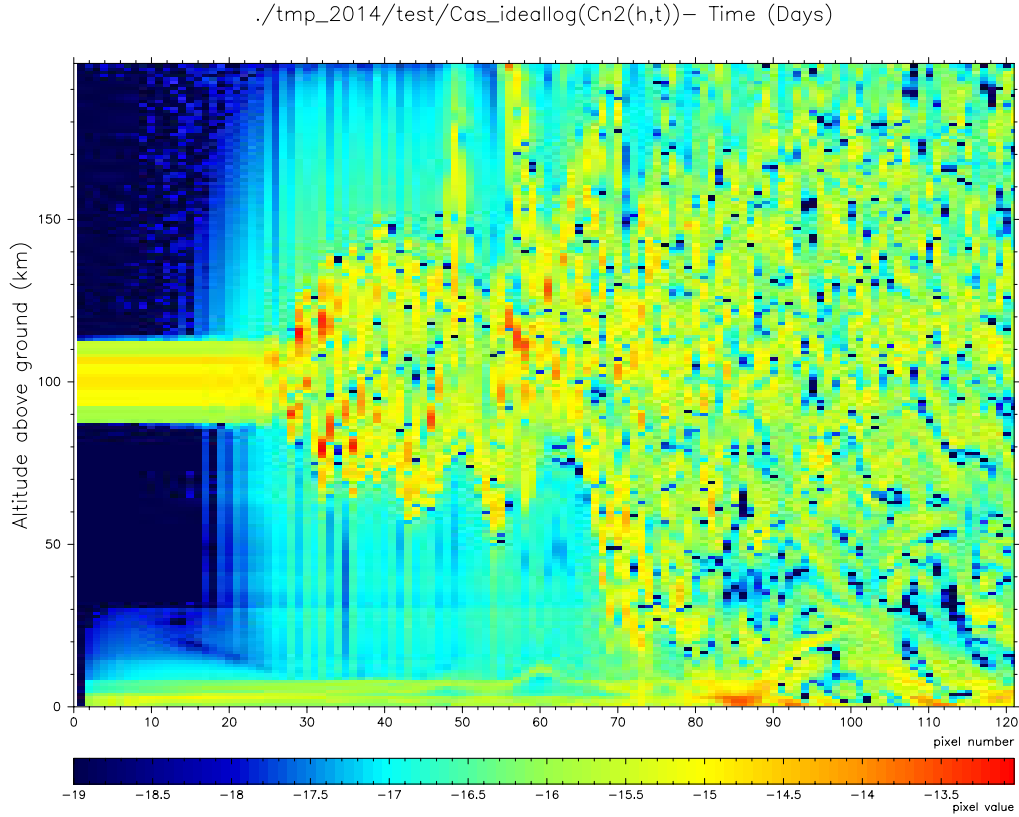


Figure 5.5 – Evolution temporelle du profil vertical du C_N^2 .
Figure 5.5 – Time evolution of the vertical profile of the C_N^2 .

plus grande que λ_z seront filtrées, et on ne verra plus que les faibles oscillations.

Le résultat de ce filtrage est visible dans la figure 5.9 en haut, où les oscillations apparaissent clairement dans les profils verticaux des composantes U et V de la vitesse du vent. De plus, la figure 5.9 (en bas) montre l'ellipse associée à ces oscillations. Les figures 5.10 à 5.12 montrent d'autres exemples de profils filtrés, et d'ellipses associées à ces profils.

Nous allons maintenant mesurer et calculer tous les paramètres des ondes de gravité (voir section 5.2) pour un certain nombre de cas, et nous allons comparer les ordres de grandeur des valeurs obtenues avec ceux des valeurs mesurées par Vernin et al. (2007) [77]. La table 5.1 résume ces résultats pour neuf ondes de gravité. On peut voir que les ordres de grandeur sont compatibles avec les mesures acquises par Vernin et al. (2007) [77].

Au regard de ces figures, et de la table 5.1, il est clair que WRF est capable de simuler l'apparition et la propagation d'onde de gravité dans l'atmosphère pour un cas idéalisé.

Table 5.1 – Résumé des paramètres caractérisant une onde de gravité pour 9 cas distincts.
Table 5.1 – Summary of parameters characterizing a gravity wave for 9 separate cases.

Temps de simulation	16 min	18 min	19 min	21 min	23 min	24 min	25 min	26 min	31 min
h_{min} [km]	0.62	0.75	0.64	0.70	0.67	1.10	1.16	0.97	1.55
h_{max} [km]	0.84	1.00	0.93	1.05	0.91	1.50	1.48	1.43	2.00
λ_x [km]	5.77	4.48	7.84	14.5	24.5	167	41.7	28.6	38.7
λ_y [km]	99.2	254	53.8	97.4	41.4	72.8	11.3	52.0	33.1
λ_z [km]	0.22	0.25	0.29	0.35	0.24	0.40	0.32	0.46	0.45
K [m^{-1}]	$2.9 \cdot 10^{-2}$	$2.5 \cdot 10^{-2}$	$2.2 \cdot 10^{-2}$	$1.8 \cdot 10^{-2}$	$2.6 \cdot 10^{-2}$	$1.6 \cdot 10^{-2}$	$2.0 \cdot 10^{-2}$	$1.4 \cdot 10^{-2}$	$1.4 \cdot 10^{-2}$
K_h [m^{-1}]	$1.1 \cdot 10^{-3}$	$1.4 \cdot 10^{-3}$	$8.1 \cdot 10^{-4}$	$4.4 \cdot 10^{-4}$	$3.0 \cdot 10^{-4}$	$9.4 \cdot 10^{-5}$	$5.8 \cdot 10^{-4}$	$2.5 \cdot 10^{-4}$	$2.5 \cdot 10^{-4}$
k [m^{-1}]	$1.1 \cdot 10^{-3}$	$1.4 \cdot 10^{-3}$	$8.0 \cdot 10^{-4}$	$4.3 \cdot 10^{-4}$	$2.6 \cdot 10^{-4}$	$-3.76 \cdot 10^{-5}$	$1.5 \cdot 10^{-4}$	$2.2 \cdot 10^{-4}$	$1.6 \cdot 10^{-4}$
l [m^{-1}]	$6.3 \cdot 10^{-5}$	$2.5 \cdot 10^{-5}$	$1.2 \cdot 10^{-4}$	$6.5 \cdot 10^{-5}$	$1.5 \cdot 10^{-4}$	$8.6 \cdot 10^{-5}$	$5.6 \cdot 10^{-4}$	$1.2 \cdot 10^{-4}$	$1.9 \cdot 10^{-4}$
m [m^{-1}]	$2.9 \cdot 10^{-2}$	$2.5 \cdot 10^{-2}$	$2.2 \cdot 10^{-2}$	$1.8 \cdot 10^{-2}$	$2.6 \cdot 10^{-2}$	$1.6 \cdot 10^{-2}$	$2.0 \cdot 10^{-2}$	$1.4 \cdot 10^{-2}$	$1.4 \cdot 10^{-2}$
φ [deg]	87.8	86.8	87.9	88.6	89.3	89.7	88.3	88.9	89.0
θ [deg]	33.3	179	8.3	8.5	30.7	114	74.8	28.8	49.5
ω [$rad.s^{-1}$]	$9.9 \cdot 10^{-4}$	$7.9 \cdot 10^{-4}$	$8.0 \cdot 10^{-4}$	$3.5 \cdot 10^{-4}$	$3.0 \cdot 10^{-4}$	$1.5 \cdot 10^{-4}$	$3.1 \cdot 10^{-4}$	$3.3 \cdot 10^{-4}$	$2.9 \cdot 10^{-4}$

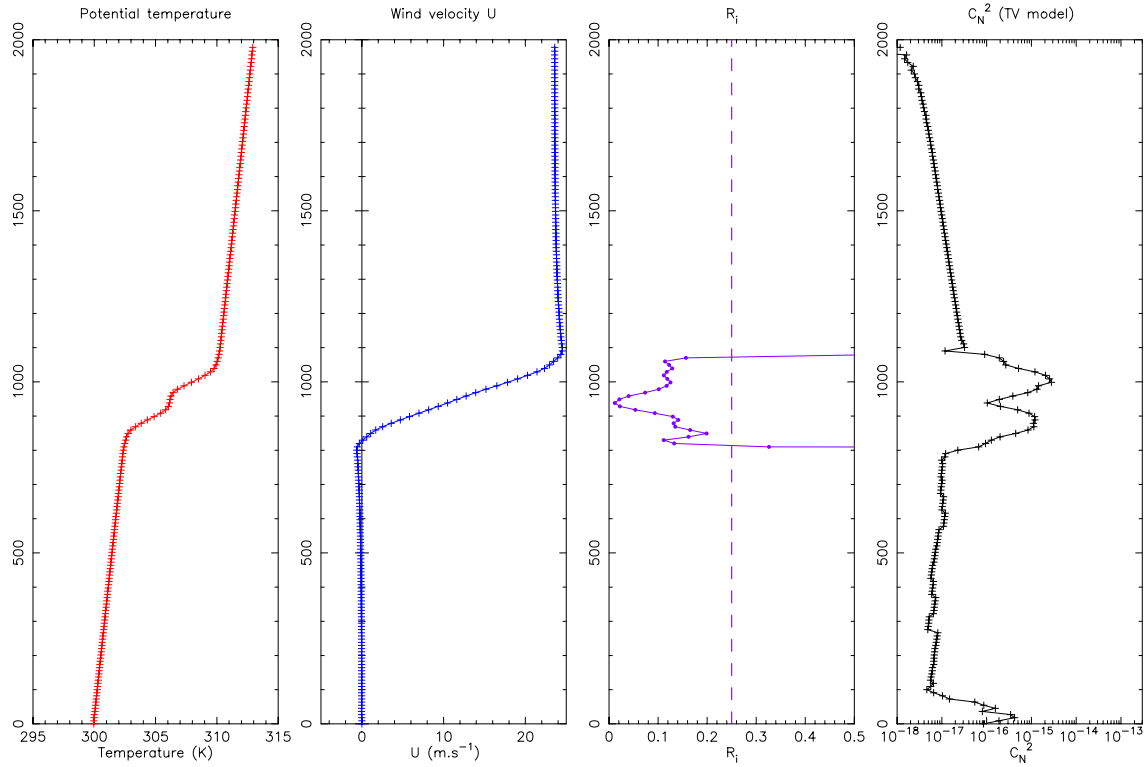


Figure 5.6 – Mêmes profils que la figure 5.3, mais après 12.5 minutes de simulation

Figure 5.6 – Same profiles as figure 5.3, but after 12.5 minutes of simulation

5.5 Conclusion

Cette étude d’un cas idéalisé modélisé par WRF-TV nous a permis de “valider” notre modèle en retrouvant des phénomènes turbulents connus dans un cas simple avec une orographie plane. Nous avons :

1. Imposé un profil de température potentielle et de vitesse du vent tels que $R_i < 1/4$, ce qui implique l’apparition d’une couche turbulente d’une centaine de mètres d’épaisseur lors de l’initialisation de WRF.
2. Mis en évidence l’apparition d’une paire de laminae (couche de turbulence optique mince) et d’une couche où la température potentielle s’homogénéise.
3. Montré, au bout de 50 minutes, le développement du profil du C_N^2 en une série de couches minces correspondant à une structure en escalier (signe d’une homogénéisation locale) du profil de température potentielle au bout d’un certain temps de simulation.
4. Montré et caractérisé l’apparition d’ondes de gravité dues à ces instabilités.

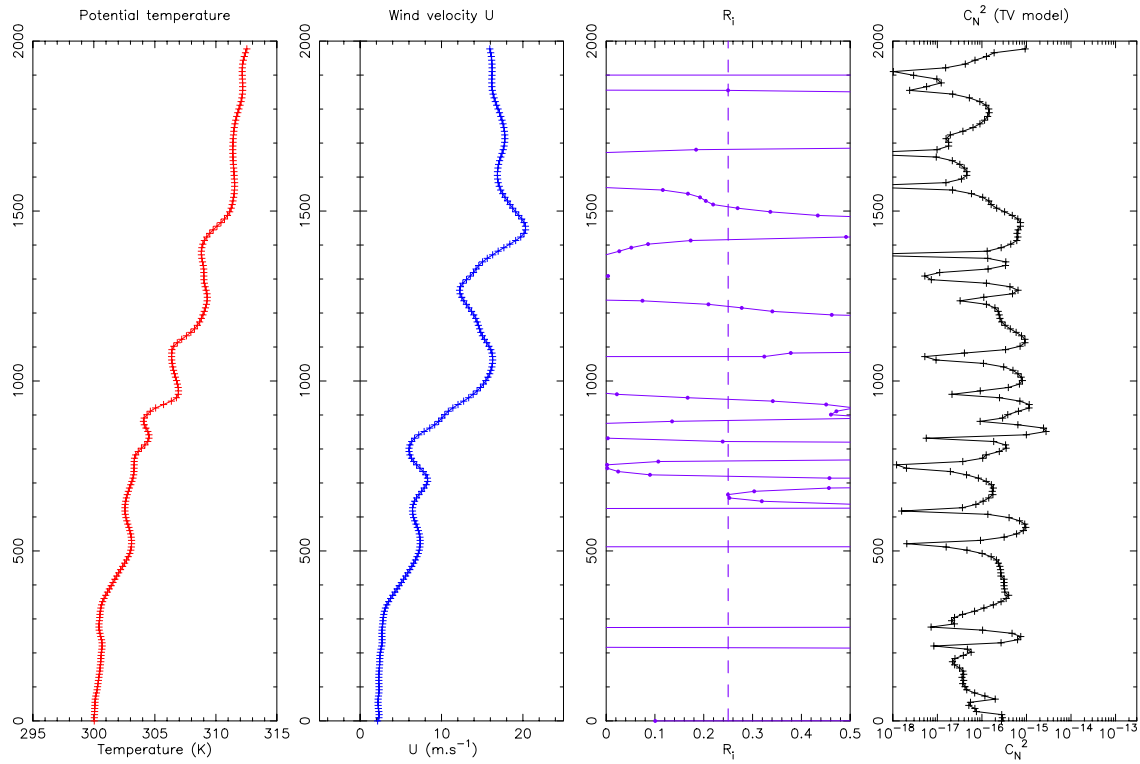


Figure 5.7 – Mêmes profils que la figure 5.3, mais après 34 minutes de simulation

Figure 5.7 – Same profiles as figure 5.3, but after 34 minutes of simulation

Dans la suite de notre étude, nous allons utiliser WRF pour effectuer des prévisions de conditions réelles au-dessus de différents sites.

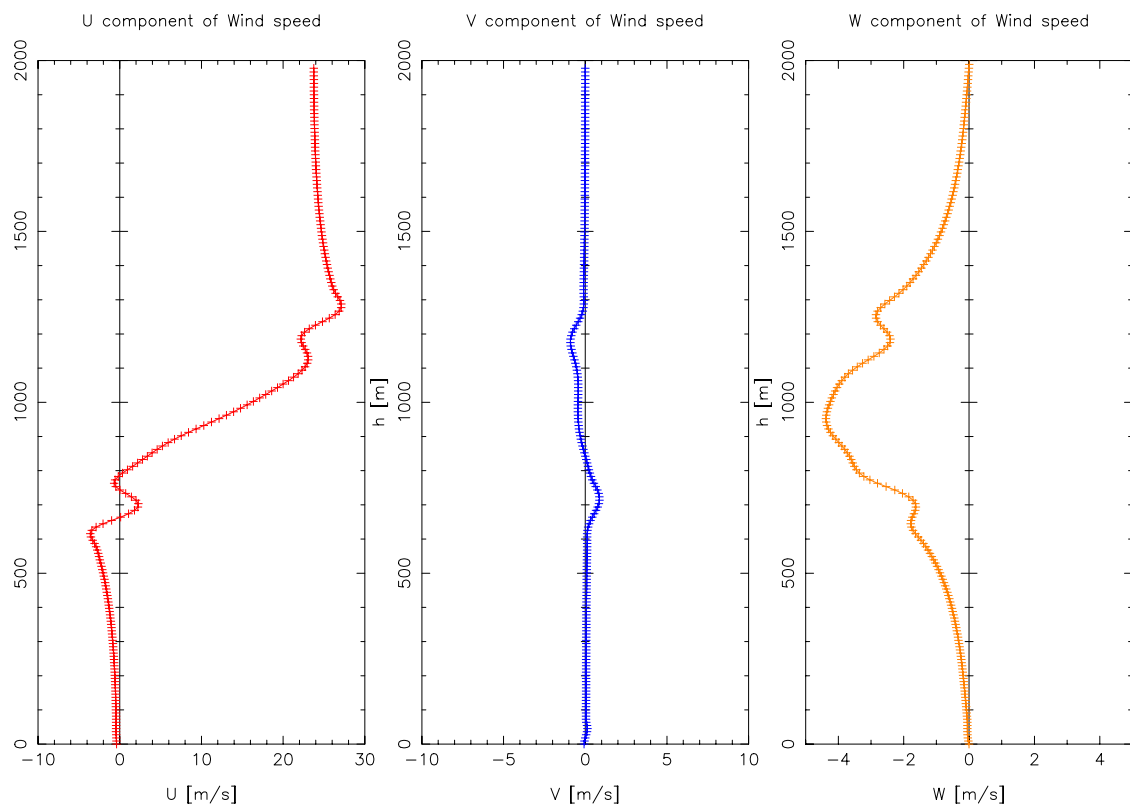


Figure 5.8 – Exemple de profils verticaux des composantes de la vitesse du vent. On constate qu’il n’y a pas d’oscillations claires, mais seulement des faibles variations.

Figure 5.8 – Example of vertical profiles of the wind velocity components. One can see that there are no clear oscillations, but only weak variations. See next figures

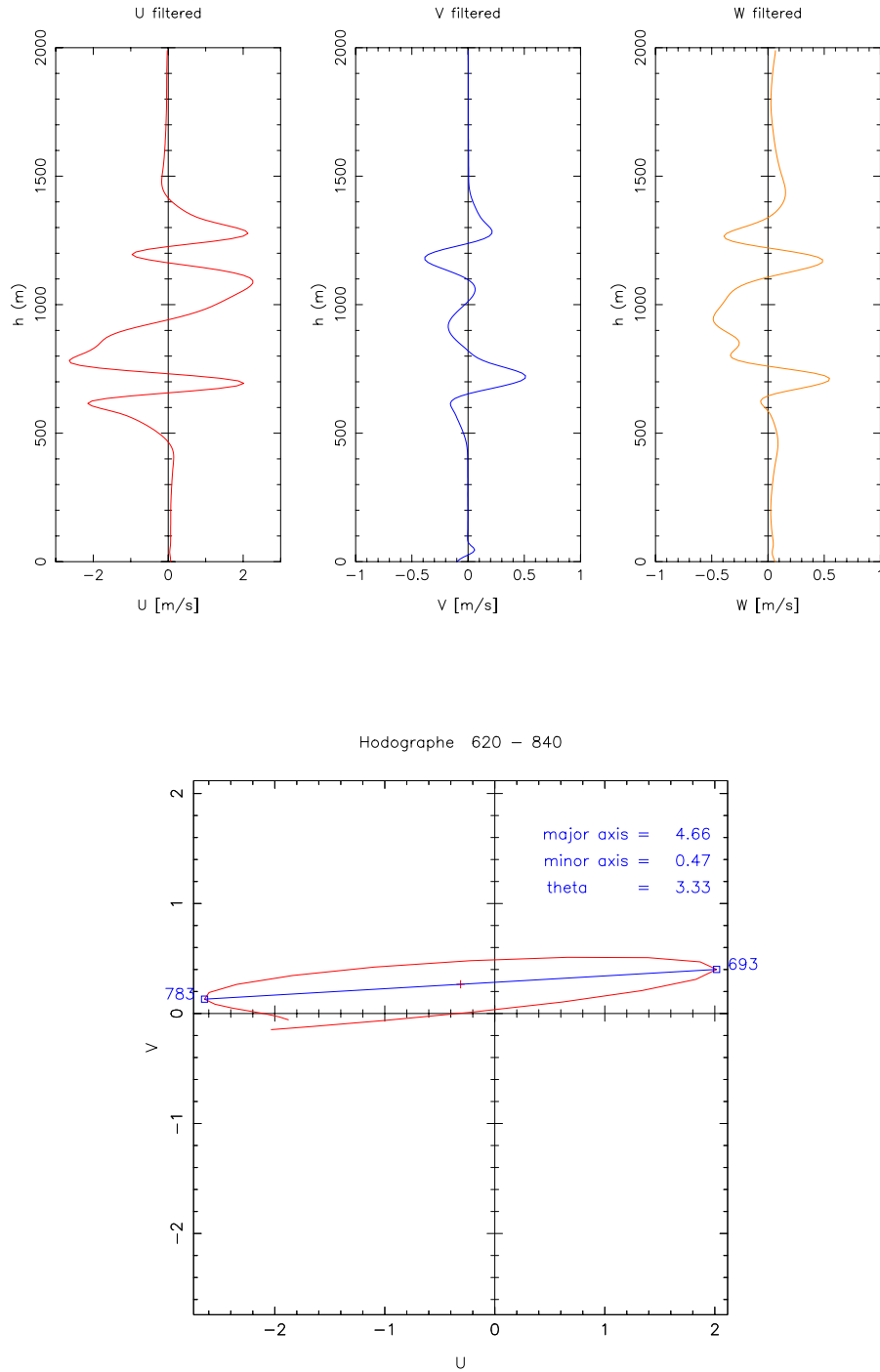


Figure 5.9 – Exemple d’oscillations des composantes de la vitesse dues à une onde de gravité (en haut) comme le montre l’ellipse associée à ces variations visibles sur l’hodographe du vent (en bas). Ces courbes sont les mêmes que celles de la figure 5.8 mais filtrées.

Figure 5.9 – Example of oscillations of the wind velocity components due to the passage of a gravity wave (top), and the corresponding hodograph (bottom). These curves are the same as those in figure 5.8 but filtered.

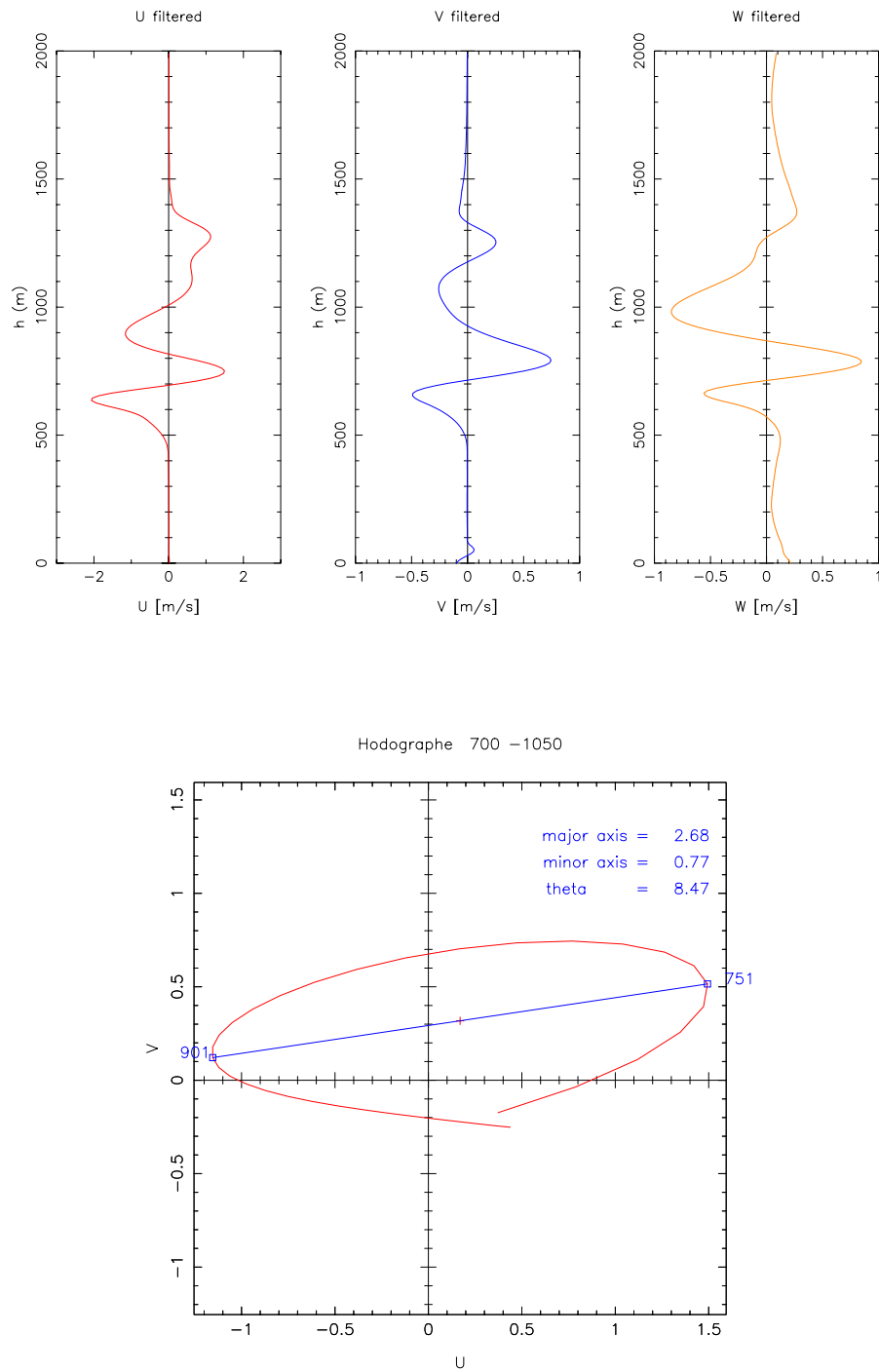


Figure 5.10 – Même figure que la 5.9, mais à un autre moment de la simulation.

Figure 5.10 – Same plots as figure 5.9, but at another time of the simulation.

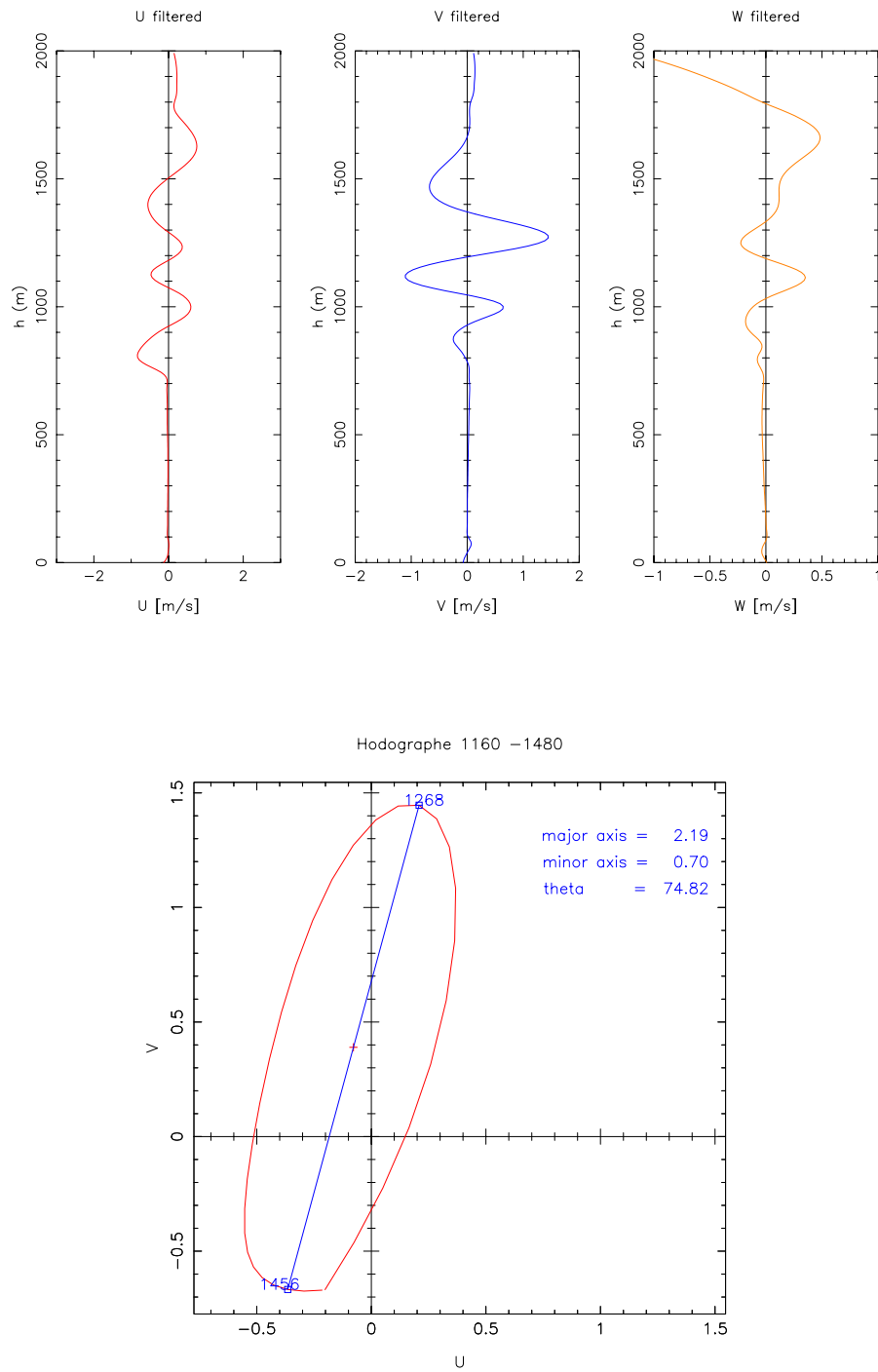


Figure 5.11 – Même figure que la 5.9, mais à un autre moment de la simulation.

Figure 5.11 – Same plots as figure 5.9, but at another time of the simulation.

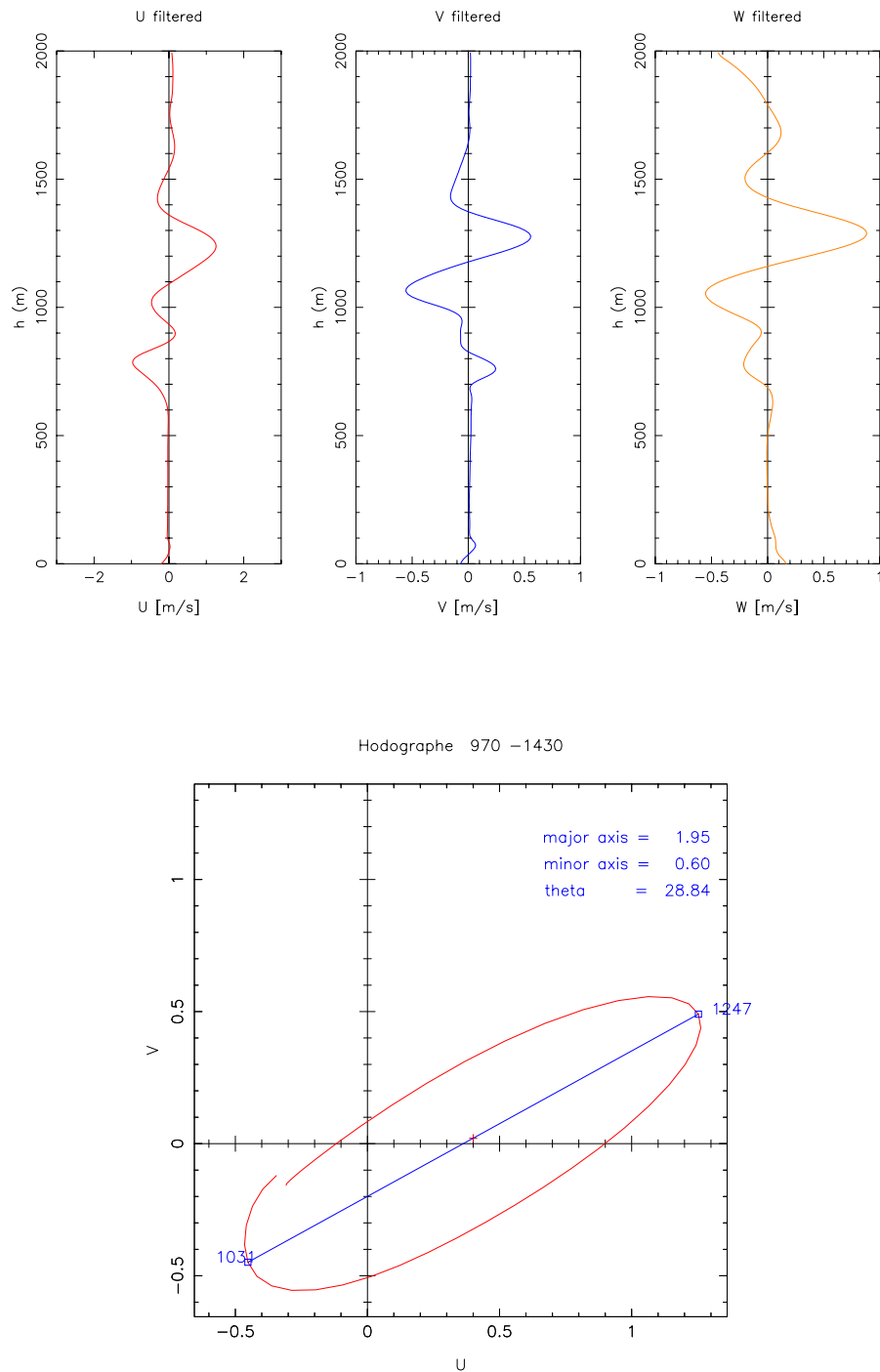


Figure 5.12 – Même figure que la 5.9, mais à un autre moment de la simulation.

Figure 5.12 – Same plots as figure 5.9, but at another time of the simulation.

Chapitre 6

Prévisions au-dessus de sites réels

6.1 Comparaison des mesures et des prévisions à l’Observatorio del Roque de los Muchachos

La majeure partie de mon travail de thèse a consisté à faire la comparaison entre simulations et mesures. Pour cela, j’ai utilisé les mesures acquises lors de la campagne de recherche de site pour l’European Extremely Large telescope (E-ELT) à l’Observatorio del Roque de los Muchachos (ORM) à l’île de La Palma aux Canaries en Espagne. Cette campagne m’a permis de disposer d’un grand nombre de mesures de plusieurs paramètres au cours de l’année 2009. J’ai donc pu comparer : la température, la pression, l’humidité relative, la vitesse du vent, le seeing, l’angle d’isoplanétisme, et le temps de cohérence.

Ce travail est détaillé dans l’article publié dans la revue MNRAS en 2013.

Atmospheric and seeing forecast: WRF model validation with in situ measurements at ORM[★]

C. Giordano,^{1†} J. Vernin,¹ H. Vázquez Ramío,^{2,3} C. Muñoz-Tuñón,^{2,3} A. M. Varela^{2,3} and H. Trinquet⁴

¹Lab. Lagrange, Observatoire de la Côte d'Azur, CNRS-UMR7293, Université de Nice-Sophia Antipolis, 06108 Nice Cedex 2, France

²Instituto de Astrofísica de Canarias, c/Vía Láctea s/n, E-38205, La Laguna, Tenerife, Spain

³Departamento de Astrofísica; Universidad de La Laguna, E-38205, La Laguna, Tenerife, Spain

⁴DGA Maîtrise de l'information, BP 7 35998 Rennes Cedex 9, France

Accepted 2013 January 17. Received 2013 January 14; in original form 2012 October 5

ABSTRACT

We present a comparison between *in situ* measurements and forecasted data at the Observatorio del Roque de Los Muchachos. Forecasting is obtained with the Weather Research and Forecasting (WRF) model associated with a turbulence parametrization which follows Trinquet–Vernin model. The purpose of this study is to validate the capability of the WRF model to forecast the atmospheric and optical conditions (seeing and related adaptive optics parameters). The final aim is to provide a tool to optimize the observing time in the observatories, the so-called flexible scheduling. More than 4500 h of simulations above Observatorio del Roque de Los Muchachos (ORM) site with WRF in 2009 were calculated, and compared with data acquired during 2009 with Automatic Weather Station, Differential Image Motion Monitor and Multiple Aperture Scintillation Sensor. Each simulation corresponds to a 24h in advance forecasting with one predicted value each hour. Comparison shows that WRF forecasting agrees well with the effective meteorological parameters at ground level, such as pressure (within a scatter $\sigma_P = 1.1$ hPa), temperature ($\sigma_T = 2$ K), wind speed ($\sigma_{|V|} = 3.9$ m s^{−1}) and relative humidity ($\sigma_{R_h} = 18.9$ per cent). Median precipitable water vapour content above the ORM predicted by WRF in 2009 is 3 mm, close to 3.8 mm reported in the literature over the period 2001–2008. For what concern optical parameters (seeing, coherence time, isoplanatic angle), WRF forecasting are in good agreement on nightly or monthly basis, better than random or carbon-copy tries. We hope to improve these results with a better vertical and horizontal grid resolution. Our method is robust enough to be applied to potential astronomical sites, where no instruments are available.

Key words: turbulence – atmospheric effects – methods: data analysis – methods: numerical – methods: statistical – techniques: high angular resolution.

1 INTRODUCTION

With the advent of the next generation of extremely large telescope (E-ELT, TMT, Chinese-ELT), it becomes necessary to optimize the time of observation, usually called the ‘flexible scheduling’. One must be able to classify the different types of observation as a function of their scientific importance, but also according to atmospheric conditions required by these investigations. In other words, if one is able to forecast that the seeing will be better than 0.4 arcsec between 00h and 01h, the priority will be given to a programme requiring very good seeing conditions. On a more general point of view, an observatory manager needs to foresee

what will be the meteorological ground condition in order to set the next night dome temperature to avoid dome and mirror seeing, and also to know the next relative humidity and wind conditions to avoid mirror and building damage.

For this purpose, it is necessary to be able to predict the atmospheric conditions and the different parameters of optical turbulence, such as seeing ε_0 , isoplanatic angle θ_0 and coherence time τ_0 (Vernin & Muñoz-Tuñón 1992). An encouraging study for the prediction of the seeing has been carried out from the National Centers for Environmental Prediction (NCEP) Global Forecast System¹ (GFS) data (Ye 2011). This one uses a 35 km resolution and the author finds good agreement with the observations. Here, we used the

[★] Observatorio del Roque de los Muchachos.

[†] E-mail: cgiordano@oca.eu

¹ <http://www.emc.ncep.noaa.gov/index.php?branch=GFS>

Weather Research and Forecasting (WRF) model² coupled with the Trinquet–Vernin model (Trinquet & Vernin 2007). With the WRF model, one can reach a better resolution (1 km), that is closer to the scale of the optical turbulence, which is the cause of the degradation of astronomical observations. The Trinquet–Vernin model allows us to deduce the vertical profile of optical turbulence, C_N^2 , from the vertical wind shear and the vertical gradient of the potential temperature.

The major difficulty in optical turbulence forecasting is to rely on a parametrization linking mesoscale variables such as wind velocity and temperature profiles with small-scale variables such as turbulent eddies properties of the temperature field, the so-called temperature structure function C_T^2 from which one can deduce the optical turbulence C_N^2 , where N is the refractive index of the light. Pioneering work was published by Coulman et al. (1986) followed by Bougeault et al. (1995). In the latter case, the best agreement is found between in situ measurements and model, not exactly on the right grid point but 9 km downwind. Later, Masciadri, Vernin & Bougeault (1999a) and Masciadri, Vernin & Bougeault (1999b) applied a similar mesoscale non-hydrostatic (Meso-NH) model over the Cerro Paranal observatory which hosts the Very Large Telescope. The results were encouraging but the simulation needed to adjust a variable to attain the best fit. Other attempt was performed above the Mauna Kea observatory by use of the MM5 model (Cherubini et al. 2008) or at various Antarctica sites with the Meso-NH model (Lascaux, Masciadri & Hagelin 2011).

The later models are based on the determination of a sort of mixing length deduced from the turbulent kinetic energy, the kinetic energy issued by the model at each 3D grid point. The Trinquet–Vernin parametrization which is used here is based on a statistical analysis of about 160 meteorological balloons instrumented with C_T^2 sensors, compared with both potential temperature gradient $d\theta/dz$ and wind shear dU/dz , above a large variety of astronomical sites (see Trinquet & Vernin 2007). Knowing both vertical gradient of the potential temperature and vertical wind shear from a mesoscale model, one can deduce a vertical profile of the optical turbulence, above each 2D point of the horizontal grid, giving access to seeing, isoplanatic angle and coherence time, without the help of any fitting constant.

This study is performed during the whole year 2009 above the Observatorio del Roque de Los Muchachos (ORM) at La Palma Canary Island, taking benefit from an intensive site testing campaign undertaken in the framework of the European Extremely Large Telescope (E-ELT) (Vernin, Muñoz-Tuñón & Sarazin 2011). A large number of in situ data have been acquired in the context of the above-mentioned campaign, and the WRF model was applied during about 4500 h, giving forecasts 24 h in advance, hour by hour.

Section 2 gives a description of the WRF model and Section 3 shows the in situ available data. A comparison of WRF forecasts and in situ measurements is detailed in Section 4 and discussed in Section 5. Section 6 recall the main conclusions and perspectives.

2 WRF MODEL AND PARAMETRIZATION OF C_N^2

2.1 Brief description of the WRF Model

The WRF model is a mesoscale non-hydrostatic numerical weather prediction system used for both operational forecasting and atmo-

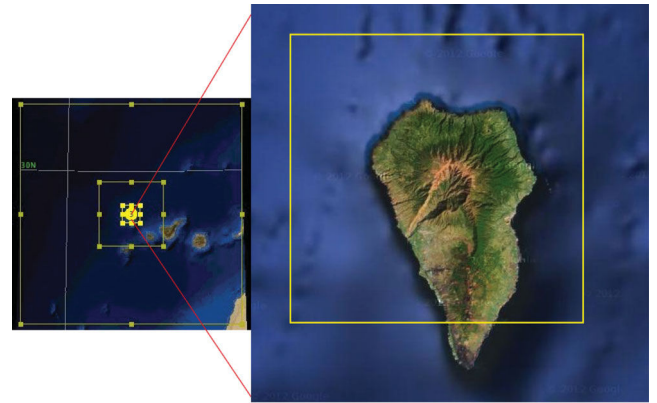


Figure 1. Areas of interest above La Palma Canary island, with two nests (zoom). Left: initial domain and first nest. Right: last nesting with 1×1 km resolution.

spheric research needs. The three main parts of the simulation are WRF preprocessing system (WPS), WRF software infrastructure and the post-processing.

The WPS is broken into four parts.

(i) Creation of a domain above the site of interests. This domain is composed of a 3D coarse grid, 9×9 km, and one can create few ‘nests’ which allow us to refine the coarse grid. In our case, two nests were used (3×3 and 1×1 km), as visible in Fig. 1.

(ii) Interpolation of the terrestrial data to fit with the simulation domain.

(iii) Downloading input data which contain the atmospherical conditions measured at a given time. These data allow us to initialize the model and to give boundary conditions.

(iv) Interpolation of these input data in order to have one value at each point of the 3D grid.

The WRF software infrastructure model is the program which simulates the atmospheric conditions for a given time. It is composed of many features which include different physics and micro-physics parametrization. In our case, WRF runs a 24 h forecasting giving meteorological 3D forecast every hour, 24 h in advance. The post-processing is aimed at interpreting the WRF output.

2.2 Parametrization and utilization of the WRF model

One of the main advantages of the WRF model is the large possibility of parametrization. Indeed one can choose between a large range of physics and microphysics options that can be combined in many ways. For example, one can select the size of the horizontal grid with successive nests and the number of vertical levels. One can also choose the position of this vertical levels, which is measured in dimensionless eta-level in the range $[0, 1]$ (see equation 1),

$$\eta = \frac{P(z) - P_{\text{top}}}{P_0 - P_{\text{top}}}, \quad (1)$$

where $P(z)$ is the atmospheric pressure at altitude z (see equation 2), and P_0 and P_{top} at the lower and the higher level, assuming that the pressure is exponentially decreasing with altitude, as follows:

$$P(z) = P_0 e^{-z/H}, \quad (2)$$

where $H \approx 6.7$ km.

The WRF model yields a large number of weather and atmospheric parameters (pressure, temperature, relative humidity, wind

² <http://wrf-model.org/index.php>

speed, kinetic energy, cloud water mixing ratio, etc.) which depend upon the physical options that have been chosen for the simulation.

In our study, we performed about 4500 h of simulation during year 2009 above the Observatorio del Roque de Los Muchachos. WRF was initialized with data from the Global Forecast System (GFS) model downloaded from the National Centers for Environmental Prediction (NCEP) web site.³ These data have a horizontal resolution of $1^\circ \times 1^\circ$, with 26 vertical levels.

The simulation was launched on our local computer every morning, for a 24 h prediction. WRF output gives one value of the 3D different parameters each hour. All the simulations were performed with the following 3D domain.

- (i) A coarse grid, having a resolution of $\Delta x = \Delta y = 9$ km.
- (ii) Two consecutive nests with a ratio of 1/3. Therefore, the finest horizontal grid is $\Delta x = \Delta y = 1$ km.
- (iii) 30 vertical levels, with a higher resolution in the surface layer $\Delta h_1 = 100$ m and $\Delta h_{29} = 1500$ m.

The main parameters used for the simulations are as follows:

- (i) the microphysics scheme used is the Lin scheme (*mp_physics* = 2),
- (ii) the Rapid Radiative Transfer Model (RRTM) scheme is used for the long wave radiation (*ra_lw_physics* = 1),
- (iii) the Dudhia scheme is used for the short wave radiation (*ra_sw_physics* = 1),
- (iv) the Yonsei University scheme is used for the planetary boundary layer (PBL) (*bl_pbl_physics* = 1),
- (v) the ‘full diffusion’ option is used to compute the diffusion (*diff_opt* = 2).

2.3 Parametrization of the C_N^2

The WRF model gives vertical profiles of many physical parameters. In order to compute the values of the seeing ε_0 , the isoplanatic angle θ_0 and the coherence time τ_0 above a site, it is necessary to retrieve the vertical profile of the C_N^2 . To compute this profile from any mesoscale model output, three main parametrization schemes are possible, as follows.

- (i) Vanzandt et al. (1978) developed a stochastic model based on statistical treatment of the atmospheric vertical fine structure.
- (ii) Masciadri et al. (1999b) performed a model using the turbulent kinetic energy.
- (iii) Trinquet & Vernin (2007) developed a statistical model which deduces the C_N^2 from mesoscale meteorological parameters.

We use the third parametrization in this study because it avoids the tuning of a constant and other problems explained in Section 1. The temperature structure constant vertical profile, $C_T^2(h)$, is given by

$$C_T^2(h) = \phi(h) \chi(h) S(h)^{1/2}, \quad (3)$$

where $\chi(h) = \frac{d\theta}{dz}$ is the gradient of the mean potential temperature at altitude h , $S(h) = [(\frac{dV_x}{dz})^2 + (\frac{dV_y}{dz})^2]^{1/2}$ is the wind shear profile and finally $\phi(h)$ is a parameter deduced from about 160 meteorological balloons analysis (see Trinquet & Vernin 2007 for detailed explanations). In this paper, $\phi(h)$ was sampled according to h eta-levels of the WRF model. The refractive index structure constant is

easily deduced from the temperature structure constant through the following relationship, based on the Gladstone formula

$$C_N^2(h) = \left(\frac{80 \times 10^{-6} P(h)}{T(h)^2} \right)^2 C_T(h)^2, \quad (4)$$

where P is the pressure in hPa and T is the absolute temperature.

Then, one can deduce all the optical parameters relevant to adaptive optics: seeing, isoplanatic angle and coherence time according to the following formulas:

$$\varepsilon_0 = 5.25 \lambda^{-1/5} \left[\int_0^\infty C_N^2(z) dz \right]^{3/5}, \quad (5)$$

$$\theta_0 = 0.058 \lambda^{6/5} \left[\int_0^\infty h^{5/3} C_N^2(z) dz \right]^{-3/5}, \quad (6)$$

$$\tau_0 = 0.058 \lambda^{6/5} \left[\int_0^\infty |V(z)|^{5/3} C_N^2(z) dz \right]^{-3/5}. \quad (7)$$

Last equation (7) requires the knowledge of the wind speed profile which is already part of the WRF output.

3 COMPARATIVE DATA AVAILABLE

In order to validate the WRF model within an astronomical context, it is important to have a large number of measures made at the same time with different instruments. During the 2009 campaign at the ORM, we had access to a wide number of comparative data detailed in Table 1. These data were acquired during the campaign site search of the E-ELT (Vernin et al. 2011; Vázquez Ramío et al. 2012).

The ‘data number’ column of the Table 1 is the number of data available from each instrument, and each instrument has a particular sampling. In order to compare each parameter with the hourly WRF forecasts, we must have the same sampling as WRF, i.e. one value of each parameter per hour. Therefore, we computed hourly medians of the parameters. The last column represents the number of hours covered by each instrument, except for the Carlsberg Automatic Meridian Circle (CAMC) which gives one value by day.

Each in situ instrument yield various parameters as follows.

- (i) The Automatic Weather Station gives the following meteorological parameters, at ground level:

- (a) pressure P at 2 m,
- (b) wind speed V_h and wind direction d_V at 10 m, from which we can deduce the two, east and north, components U and V ,
- (c) absolute temperature T at 2 m, from which one can deduce the potential temperature $\theta(2) = T \left(\frac{1000}{P} \right)^{2/7}$

Table 1. WRF and in situ data number available for comparison. AWS: Automatic Weather Station, CAMC: Carlsberg Automatic Meridian Circle, DIMM: Differential Image Motion Monitor, MASS: Multiple Aperture Scintillation Sensor, NOAA: National Oceanic and Atmospheric Administration.

Instruments	Data number	Hour number
AWS	331 998	8760
CAMC	366	1 per day
DIMM	803 83	1315
MASS/DIMM	443 05	1061
MASS/DIMM/NOAA	509 86	1183
WRF	–	4541

³ <http://www.ncep.noaa.gov/>

Table 2. First and second lines show comparison between simultaneous WRF predictions and in situ CAMC and DIMM clear sky measurements.

Instruments comparison	Total number of simultaneous measurements	Number of times where WRF find clear skies	Percentage of good hits
WRF/CAMC	120 nights	83 nights	69 per cent
WRF/DIMM	503 h	390 h	78 per cent

(d) the relative humidity R_h at 2 m.

(ii) The CAMC Telescope is used to measure the extinction photometric, that can be linked to cloud cover.

(iii) The Differential Image Motion Monitor (DIMM) measures the seeing ε_0 within the whole atmosphere. It was installed on a 5 m height tower without any dome; therefore, no ground effect or dome seeing is expected.

(iv) The Multi-Aperture Scintillation Sensor (MASS) measures the respective contribution to seeing within the free atmosphere (ε_{FA}) at $h = 500$ m, 1 km, 2 km, 4 km, 8 km and 16 km above the ground level.

(v) By combining the DIMM and the MASS, one can compute the seeing within the surface layer ε_{BL} .

(vi) The MASS/DIMM combined with the values of the wind speed V_h measured by the National Oceanic and Atmospheric Administration⁴ (NOAA), from an ‘assimilation’, allowed us to compute the coherence time τ_0 within the whole atmosphere (see equation 7).

(vii) The WRF simulation combined with the Trinquet–Vernin model (Trinquet & Vernin 2007) gives all the previous parameters hour per hour. The seeing within the boundary layer ε_{BL} and within the free atmosphere ε_{FA} are computed, respectively, below and above an altitude of 1000 m. Even if the boundary layer has a thickness of about 200 m almost all the time, Abahamid et al. (2004) show that the turbulence is very weak between 200 and 1000 m. We chose to take 1000 m to consider the times when the thickness of the boundary layer is larger than 200 m.

4 COMPARISON RESULTS

In our study, the meteorological data (U , V , P , T , R_h) are compared during day and night, whereas optical turbulence data and cloud cover are compared only during the night.

4.1 Cloud cover

A global study about the capacity of a forecasting model to predict the cloud cover is presented in Ye & Chen (2013). This study uses the GFS data compared to the satellite observations above all the earth.

Our study focuses only on the capacity of WRF to predict a clear sky above a given site, using some instruments to compare the results. Clear skies are deduced and compared from WRF cloud water mixing ratio and cloud ice mixing ratio (Wu et al. 2009), from extinction measurements issued by the CAMC⁵ and from the DIMM.

Cloud water mixing ratio profile, $Q_{CLOUD}(h)$, and cloud ice mixing ratio, $Q_{ICE}(h)$, are part of the outputs of the WRF model, which we integrated from ground level to height H . In this study,

we fixed the threshold at $1.0 \times 10^{-6} \text{ kg kg}^{-1}$ (Wu et al. 2009). Therefore, we consider that the sky is clear if

$$CS = 1/H \int_0^H (Q_{CLOUD}(h) + Q_{ICE}(h)) dh \leq 1.0 \times 10^{-6} \text{ kg kg}^{-1}. \quad (8)$$

Using this threshold, over the 2272 h of WRF night simulation, WRF predicts clear sky during 1673 h, so one can conclude that, above the ORM, the sky is clear during 74 per cent of the time. The mean percentage of WRF clear sky forecast, i.e. 74 per cent, seems to be slightly underestimated when compared with the 84 per cent given by Erasmus & van Rooyen (2006) that have been retrieved from satellites and models, and the 79.3 per cent stated by García-Gil, Muñoz-Tuñón & Varela (2010).

CAMC is a telescope which gives one extinction coefficient each night, only when the sky is sufficiently clear to get an estimation. If no extinction coefficient is issued, this does not mean that the sky is covered, since the CAMC might be shutdown by a failure, or any other reason. That is why, we compared WRF estimation with CAMC, only when extinction coefficient is assessed.

As for the CAMC case, we only took into account the hours where DIMM was performing observations. No measurement is issued not only when the sky is covered, but also when DIMM is not operated or out of order.

According to Table 2, over 120 nights where CAMC and WRF gave simultaneous transparency measurements, WRF agrees with CAMC 69 per cent of the time. With the same criterion, WRF agrees with DIMM 78 per cent of the time, and might give better agreement since the DIMM was operating even when the sky was partly cloudy. The rate of good hits seems rather good considering a 24 h prediction.

Regarding these comparisons, it seems that the WRF model gives a good indication on the clear skies, which is very important to optimize the flexible scheduling.

4.2 Comparison between daily meteorological parameters

Now, we focus the study on the comparison between the meteorological parameters (P , T , U , V , R_h) as measured by the Automatic Weather Station (AWS) and predicted by WRF. P , T , R_h and U , V are measured, respectively, at 2 m and 10 m above the ground level. Fig. 2 shows such scatter plots. In order to be compared with WRF, median AWS values are hourly computed.

According to Fig. 2, WRF seems to be a reliable model to predict our meteorological parameters of interest. The slopes of the linear regressions are 0.88 for the pressure P , 1.08 for the temperature T , 0.72 and 0.86, respectively, for the U and V components, 0.95 for the modulus of the horizontal wind speed $|V|$ and 0.68 for the relative humidity R_h . The standard deviations with respect to the linear regression are, respectively, 1.11 hPa, 2.17 °C, 4.34 m s⁻¹, 3.73 m s⁻¹, 3.91 m s⁻¹ and 18.90 per cent for P , T , U , V , $|V|$, R_h . Relative humidity from AWS has been filtered (rejected) when AWS found $R_h < 2$ per cent because these values are erroneous, and when

⁴ <http://ready.arl.noaa.gov/READYamet.php>

⁵ <http://www.ast.cam.ac.uk/iao/research/cmt/camc.html>

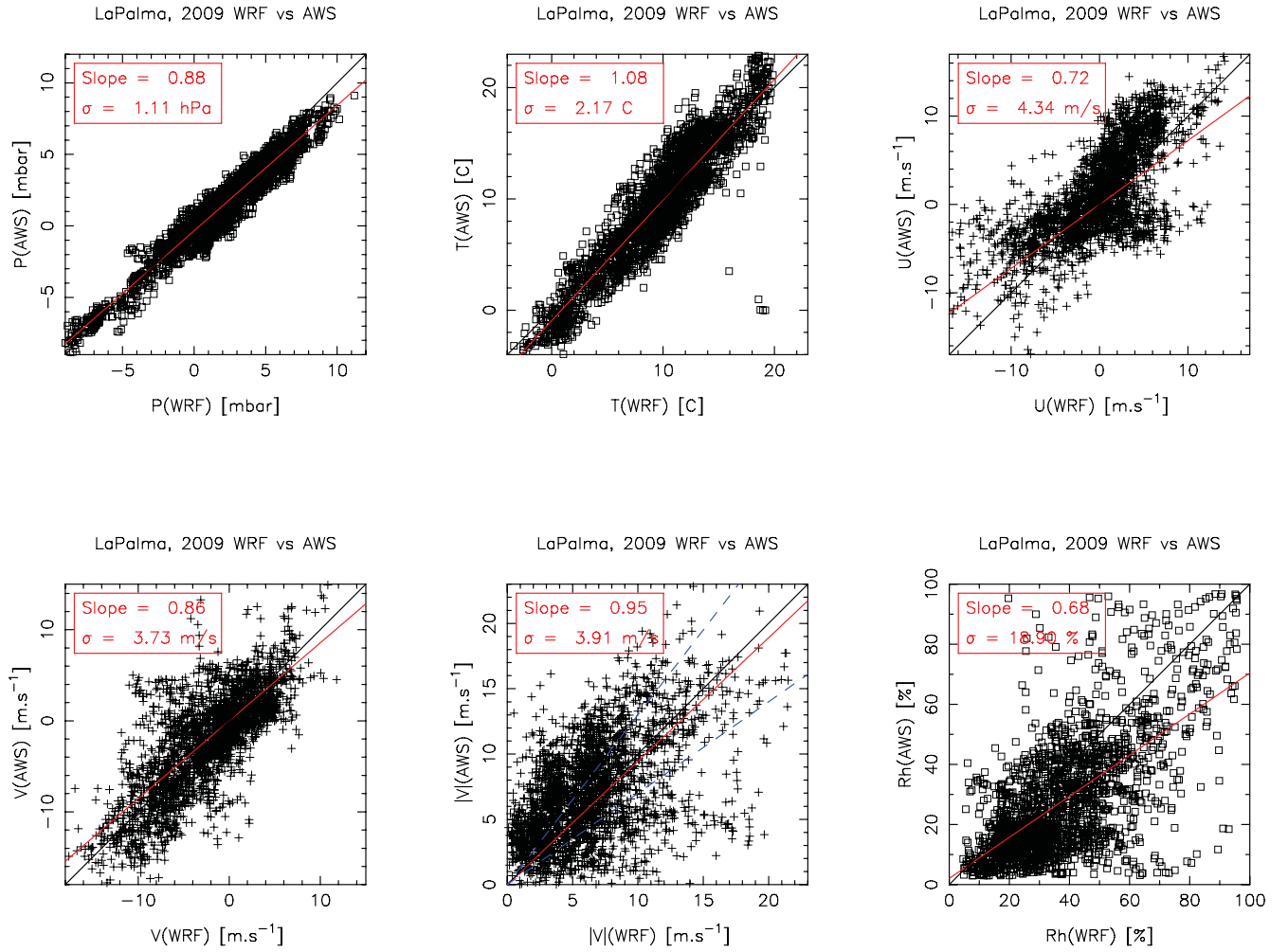


Figure 2. Correlation between ground level meteorological parameters measured by an Automatic Weather Station (ordinate) and simulated by the WRF model (abscissa). From top left to bottom right, pressure P (referred to the mean pressure 770 mb), temperature T , wind speed in both directions U and V , wind speed modulus $|V|$ and relative humidity R_h are plotted. The blue dashed lines in the graph of the wind speed modulus represent the ± 30 per cent line with respect to slope 1.

$R_h > 95$ per cent, due to sensor defect which is clarified by Vernin et al. (2011).

Another interesting WRF-deduced parameter is the precipitable water vapour (pwv) content above the ORM, which is important from an astronomical point of view. Infrared observations require pwv as low as possible (see Tomasi et al. 2011). Fig. 3 shows the evolution of this parameter along year 2009 computed from the WRF simulations. From this graph, one can see that the mean and median value of the pwv are, respectively, 3.48 and 3.01 mm, close to 4.9 and 3.8 mm, found by García-Lorenzo et al. (2010) using a GPS over the 2001–2008 period.

These results validate the capacity of WRF to forecast the meteorological conditions. Thus, one can hope to better manage and to improve the flexible scheduling in astronomical observatories. Now, let us compare the optical turbulence parameters.

4.3 Comparison between night optical turbulence parameters

All the optical parameters predicted by WRF are obtained using $C_N^2(h)$ profiles computed by using the Trinquet–Vernin parametrization (Trinquet & Vernin 2007), deduced from the wind shear and

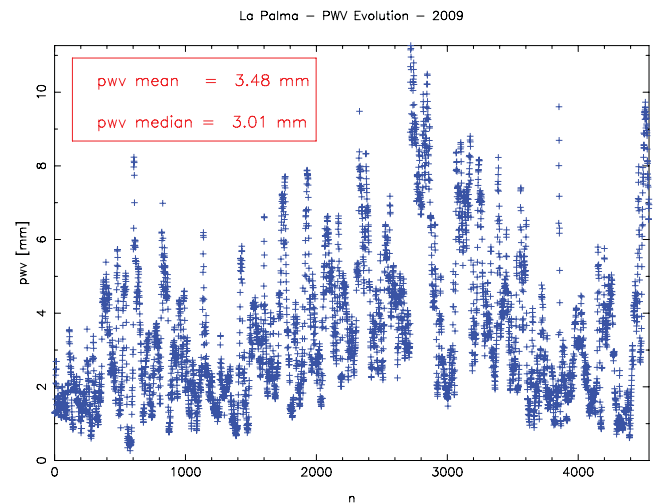


Figure 3. Evolution of the precipitable water vapour along the year. The horizontal axis represents the number of hourly predictions, in order to have a clearer contiguous graph.

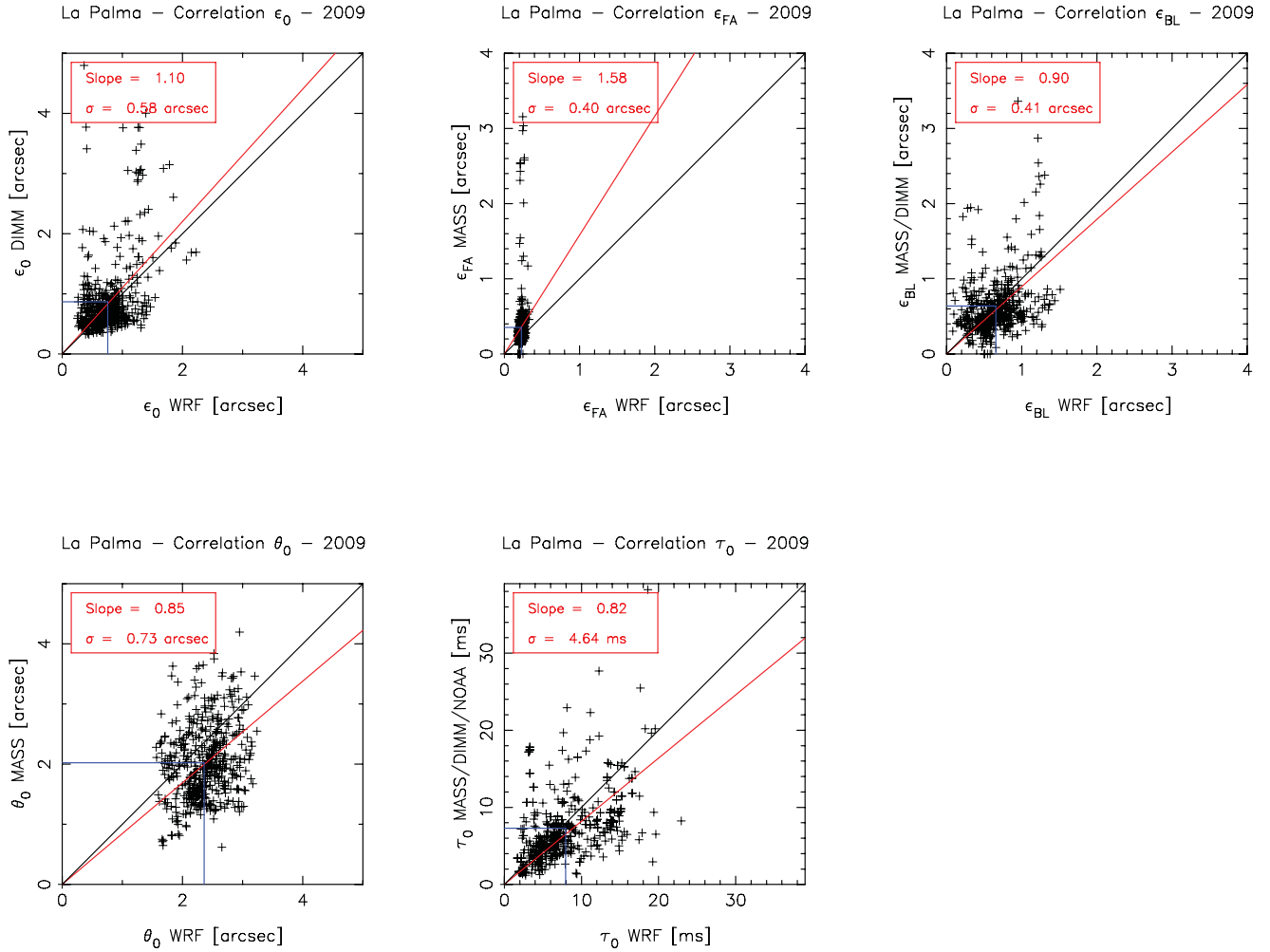


Figure 4. Correlation between hourly optical turbulence parameters measured with different instruments (ordinate) and predicted with the WRF model (abscissa). From the top left to the bottom right: seeing ϵ_0 , seeing within the free atmosphere ϵ_{FA} , seeing within the boundary layer ϵ_{BL} , the isoplanatic angle θ_0 and the coherence time τ_0 . The vertical and horizontal blue lines correspond, respectively, to the average of WRF and instruments values.

the vertical gradient of the potential temperature predicted by WRF, as mentioned in Section 2.3. Figs 4, 5 and 6 show comparison of all the optical turbulence parameters as measured by the in situ various instruments and WRF forecasts, respectively, on an hourly, daily and monthly basis. It seems clear that more averaged WRF forecasts are the better they become. Another important conclusion is that the regression slope is close to one whatever the averaging period, meaning that the Trinquet–Vernin parametrization does not introduce a systematic bias.

Fig. 7 shows a 2D histogram of simultaneous hourly seeing measurements as measured by DIMM and predicted by WRF. One can see that most of the points are close to the one-slope line, indicating that statistically it seems that the WRF model gives a good estimation of the optical turbulence conditions.

4.4 Statistical distributions

It is interesting to compare the statistical distribution of optical turbulence parameters, as measured by instruments and predicted by WRF, along the whole set of 2009 measurements, as it appears in Figs 8–12.

One can see from Fig. 8–12 that the shapes of the distributions predicted with the WRF model are very similar to those measured

by the various instruments, all are log-normally distributed. The mean and median values of the optical parameters are recalled in Table 3, showing again a good coherence between measured and predicted parameters.

5 DISCUSSION

Being convinced that local meteorological parameters are rather well predicted by the WRF model (see Sections 4.1 and 4.2), we want here to verify if WRF-predicted optical turbulence parameters are well estimated. Indeed, the nightly and monthly predictions are satisfactory, but there is a certain scatter in the hourly plots showed in Fig. 4 that may seem to be random.

In order to show that this is not the case, we perform a test to check how good is the forecasting with regard to a, somehow, random prediction which is based on the current DIMM measurements.

Another tool to check how good is the forecasting is to perform a comparison between the DIMM measurements and the ‘carbon copy (CC)’ values. The CC value predicted at a given time (in the future) is the same as the one measured at the previous time. In other words, the CC prediction for the time $j + 1$ is the value measured at the time j .

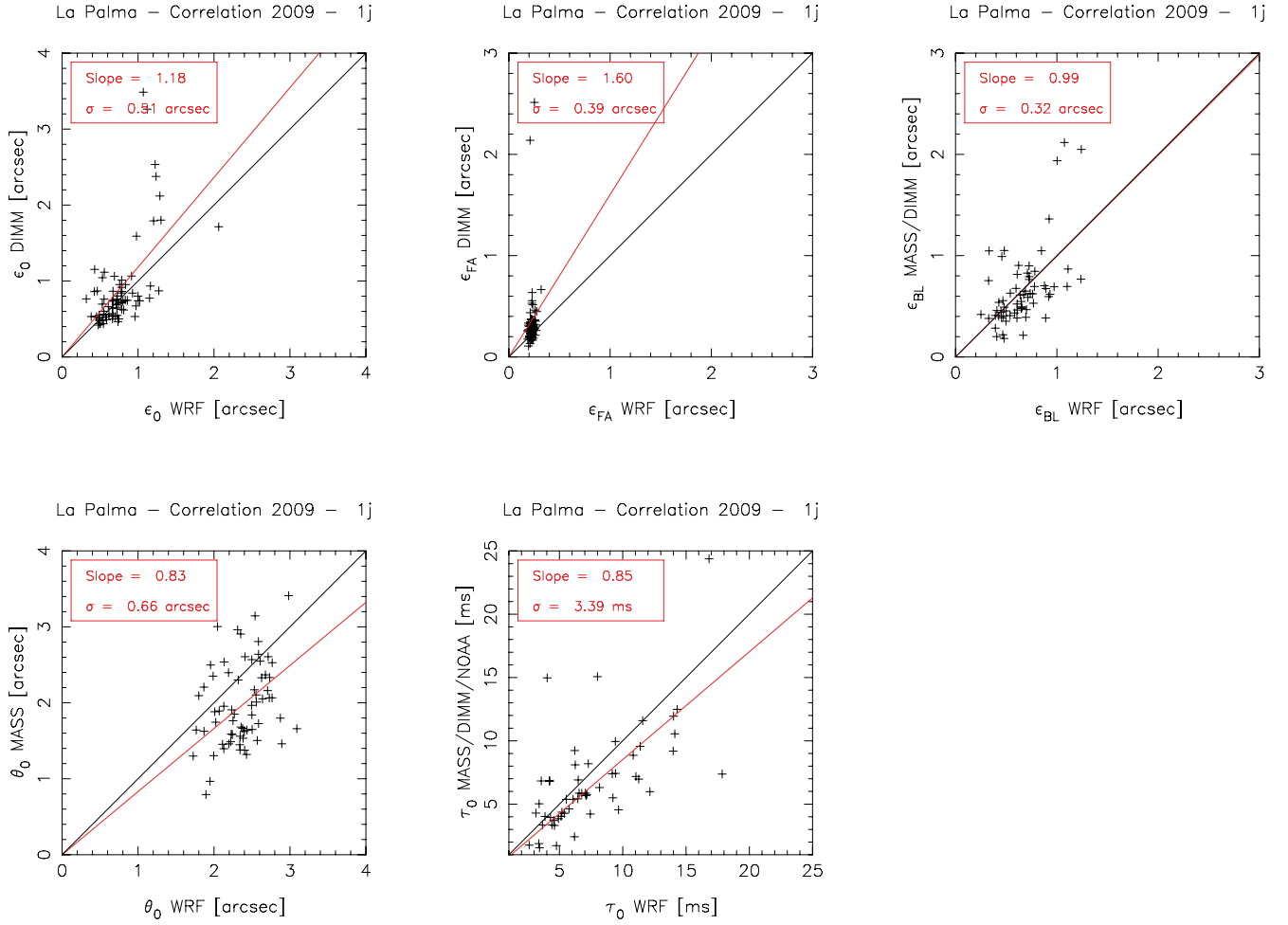


Figure 5. Same as Fig. 4, but for measurements averaged over one night.

Both random and CC comparisons were made from three sets of in situ DIMM measurements depending on hourly, nightly or monthly averaging methods. On each set, we performed a random sorting of predicted seeing, with respect to its distribution, and a CC which means that the predicted seeing for next hour, night, month is the same as the previous one. For each comparison, we computed its dispersion $\sigma_\varepsilon = ((\varepsilon_{\text{predicted}} - \varepsilon_{\text{measured}})^2)^{1/2}$, where ‘predicted’ means ‘random’ or ‘carbon copy’.

Table 4 shows that, except on an hourly basis, DIMM alone CC is better than WRF forecast. In all other cases, WRF is better than DIMM random and less than DIMM natural dispersion. DIMM–CC hourly forecast being better might be interpreted by slow seeing changes. On a nightly or monthly basis, WRF forecasts are better than any other random or CC method.

In our opinion, the imprecision in hourly WRF forecasting might be due to two reasons.

(i) The Trinquet–Vernin model uses the vertical wind shear and the vertical gradient of the potential temperature. A weak error in the forecasting of the temperature and the wind speed profiles (Fig. 2) may affect the calculation of the C_N^2 profile. But statistically there is no bias.

(ii) The 1 km horizontal resolution and few hundreds of metres vertical resolution is not enough to resolve thin optical turbulence layers of tens of metres (see Coulman, Vernin & Fuchs 1995; Werne & Fritts 1999).

In order to reach a better forecasting with WRF, we should refine the vertical and horizontal resolution, to reach the characteristic size of the turbulence (at least for the vertical resolution). This refinement leads to greatly increase the computing time, but, if one wants to make a forecast in real time, a minimal computing time is needed. The challenge is to find a good compromise between both the computing time and the high-resolution simulation. Another way to improve the forecasting would be to have finest orographic data to initialize WRF.

6 CONCLUSION

For the first time, the WRF model, coupled with the Trinquet–Vernin parametrization, has been used to forecast not only local meteorological parameters such as temperature, pressure, relative humidity and wind speed at ground level, but also optical turbulence profiles to deduce high-angular resolution values of seeing, isoplanatic angle and coherence time. Over almost one year (2009) of in situ measurements and 4500 h of simultaneous forecasts, the WRF-in situ instrument agreement is quite satisfactory. At the ground level, the U and V components of the wind velocities show worst agreement which can be easily explained by orographic effects at 2 m high, knowing that the horizontal grid resolution is only 1×1 km.

From the vertical profile of relative humidity, we deduced an average precipitable water content in good agreement with values given in the literature above ORM.

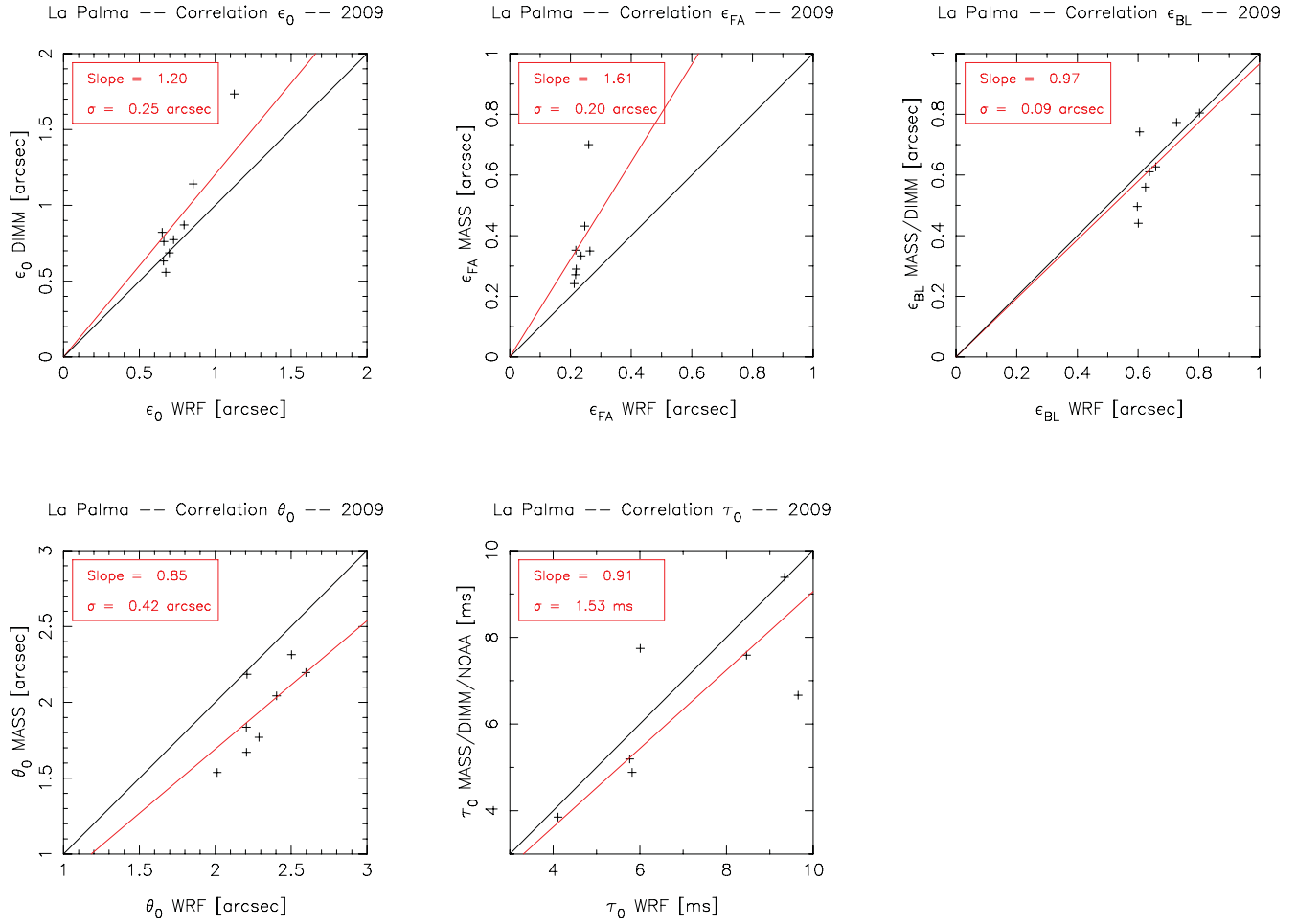


Figure 6. Same as Fig. 4, but for measurements averaged over one month.

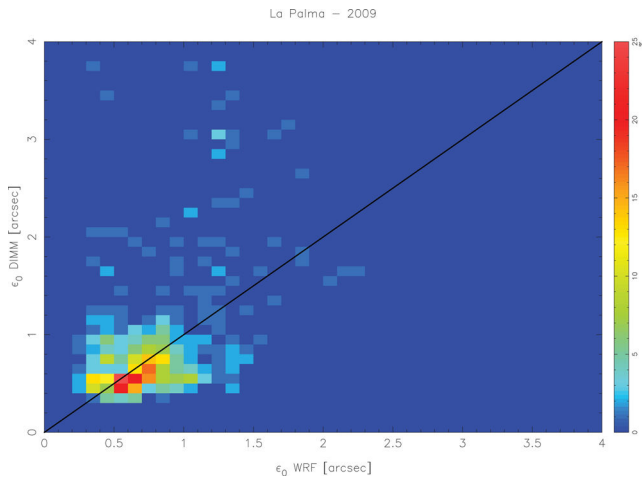


Figure 7. 2D histogram of WRF and DIMM hourly seeing measurements. The 2D sampling resolution is 0.1 arcsec, and the colour scale is the occurrence rate in percentage.

Optical turbulence WRF predictions agree well with in situ measurements, especially on a nightly or monthly basis. Hourly predictions suffer from less precision. In most of the cases, optical turbulence WRF predictions are better than random or CC simulation. Eight monthly WRF seeing forecasts agree with DIMM measurements within a 0.2 arcsec standard deviation.

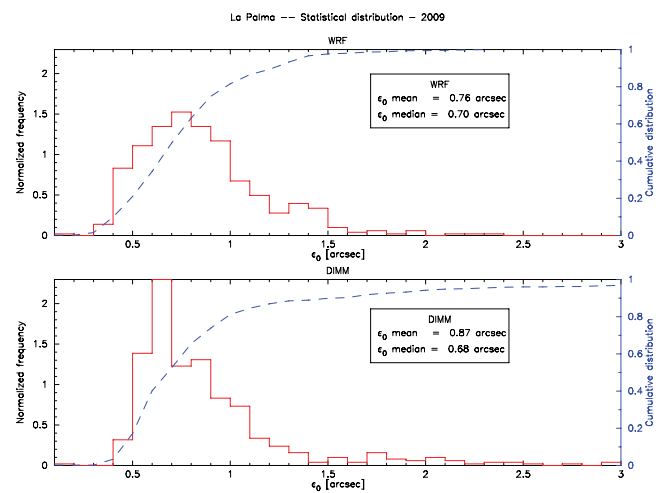
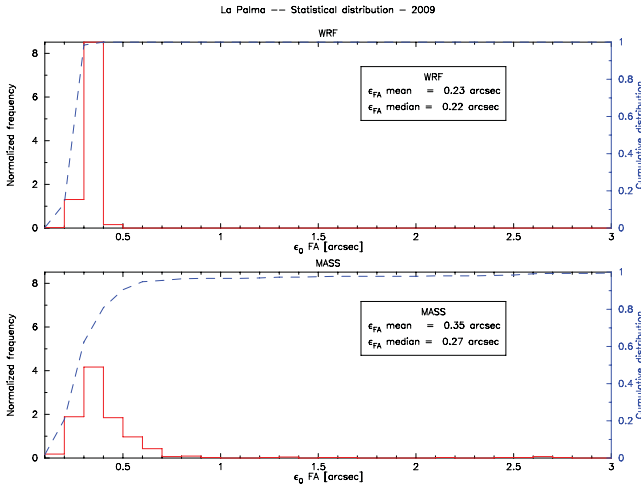
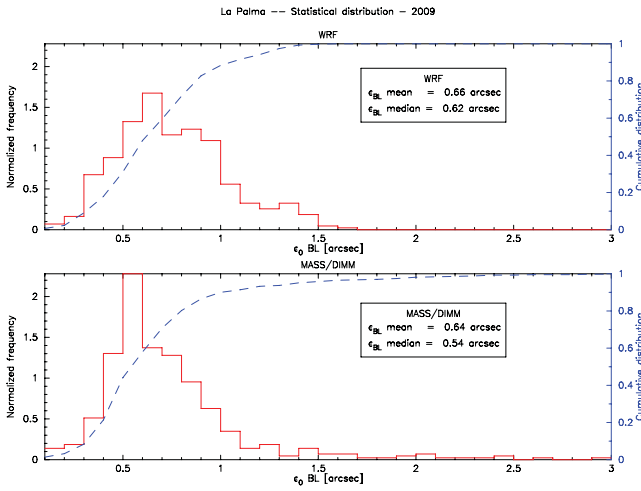
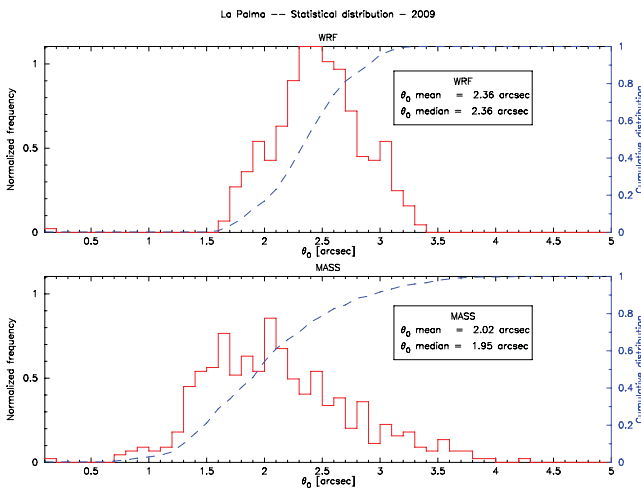


Figure 8. Statistical distribution of the seeing ϵ_0 within the whole atmosphere predicted by the WRF model (top) and measured by the DIMM (bottom).

In its present status, WRF forecast coupled with the Trinquet-Vernin model indicates that it fulfills the requirement of one day ahead seeing forecast, which can be used to organize flexible (queue) scheduling and optimize science output. On an hourly basis, improvements are expected from better horizontal-vertical


 Figure 9. Same as Fig. 8, but for ε_{FA} .

 Figure 10. Same as Fig. 8, but for ε_{BL} .

 Figure 11. Same as Fig. 8, but for θ_0 .

resolution, with a higher resolution terrain model and a vertical nesting, as already experimented by Mahalov & Moustauoi (2009) and Mahalov & Moustauoi (2010). Now, our method seems to be sufficiently robust also to be applied over any potential astronomical site, where no instrument is available.

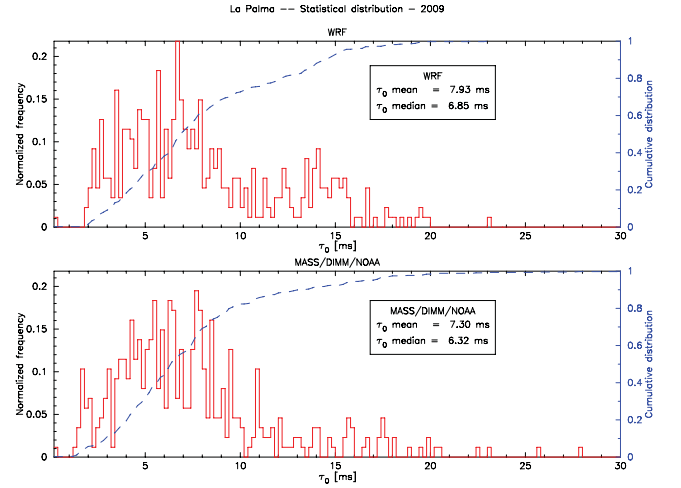

 Figure 12. Same as Fig. 8, but for τ_0 .

Table 3. Global mean and median values of optical turbulence parameters as measured by in situ experiments and predicted by WRF.

Parameters	WRF model		Instruments	
	Mean	Median	Mean	Median
Total seeing ε_0 (arcsec)	0.76	0.70	0.87	0.68
FA seeing ε_{FA} (arcsec)	0.23	0.22	0.35	0.27
BL seeing ε_{BL} (arcsec)	0.66	0.62	0.64	0.54
Isoplanatic angle θ_0 (arcsec)	2.36	2.36	2.02	1.95
Coherence time τ_0 (ms)	7.93	6.85	7.30	6.33

Table 4. Dispersion comparison (in arcsec) between WRF and DIMM seeing, DIMM and random DIMM, DIMM and carbon-copy DIMM. The last column shows the natural dispersion of DIMM real measurements.

Compare: with:	WRF DIMM	DIMM DIMM-CC	DIMM DIMM random	Natural dispersion
hour/hour	0.58	0.43	0.74	0.63
night/night	0.51	0.73	0.62	0.66
month/month	0.25	0.41	0.35	0.36

ACKNOWLEDGMENTS

We wish to thank the WRF community for access to their software and for their help during its installation. National Oceanic and Atmospheric Administration and the National Center for Atmospheric Research are acknowledged for access to their meteorological data. We also thank the anonymous referee for useful comments that improved the manuscript.

REFERENCES

- Abahamid A., Jabiri A., Vernin J., Benkhaldoun Z., Azouit M., Agabi A., 2004, A&A, 416, 1193
- Bougault P., de Hui C., Fleury B., Laurent J., 1995, Appl. Opt., 34, 3481
- Cherubini T., Businger S., Lyman R., Chun M., 2008, J. Appl. Meteorol. Climatol., 47, 1140
- Coulman C. E., Andre J.-C., Lacarrere P., Gillingham P. R., 1986, PASP, 98, 376
- Coulman C. E., Vernin J., Fuchs A., 1995, Appl. Opt., 34, 5461
- Erasmus D., van Rooyen R., 2006, Final Report to ESO 2006 (73526/TSD/04/6179/GWI/LET). ESO, Garching
- García-Gil A., Muñoz-Tuñón C., Varela A. M., 2010, PASP, 122, 1109

- García-Lorenzo B., Eff-Darwich A., Castro-Almazán J., Pinilla-Alonso N., Muñoz-Tuñón C., Rodríguez-Espinoza J. M., 2010, MNRAS, 405, 2683
- Lascaux F., Masciadri E., Hagelin S., 2011, MNRAS, 411, 693
- Mahalov A., Moustouli M., 2009, J. Comput. Phys., 228, 1294
- Mahalov A., Moustouli M., 2010, Laser Photonics Rev., 4, 144
- Masciadri E., Vernin J., Bougeault P., 1999a, A&AS, 137, 185
- Masciadri E., Vernin J., Bougeault P., 1999b, A&AS, 137, 203
- Tomasi C., Petkov B., Benedetti E., Valenziano L., Vitale V., 2011, J. Geophys. Res., 116, 15304
- Trinquet H., Vernin J., 2007, Environ. Fluid Mech., 7, 397
- Vanzandt T. E., Green J. L., Gage K. S., Clark W. L., 1978, Radio Sci., 13, 819
- Vázquez Ramió H. et al., 2012, PASP, 124, 868
- Vernin J., Muñoz-Tuñón C., 1992, A&A, 257, 811
- Vernin J., Muñoz-Tuñón C., Sarazin M., 2011, PASP, 123, 1334
- Werne J., Fritts D. C., 1999, J. Geophys. Res., 26, 439
- Wu J., Del Genio A. D., Yao M.-S., Wolf A. B., 2009, J. Geophys. Res., 114, 4206
- Ye Q.-Z., 2011, PASP, 123, 113
- Ye Q.-Z., Chen S.-S., 2013, MNRAS, 428, 3288

This paper has been typeset from a \TeX/L\AA\TeX file prepared by the author.

6.2 Utilisation de WRF au dessus du site de XingLong en Chine

Dans cette partie, je présente le travail effectué pour la caractérisation de l’observatoire de Xinglong en Chine. Ce site dispose aujourd’hui de plusieurs télescopes dont le LAMOST¹ qui a pour but d’observer des millions d’étoiles et de galaxies grâce à la spectroscopie. Cette instrument dispose d’une ouverture allant de $3.6m$ à $4.9m$.

Pour caractériser cette observatoire, nous disposons d’un DIMM, d’un SSS et des simulations du modèle WRF-TV. Nous pouvons ainsi, au delà de la étude du site, faire trois types de comparaisons particulièrement intéressantes : DIMM-SSS, DIMM-WRF et SSS-WRF. Cette étude montre que les dispersions dans les corrélations DIMM-WRF et SSS-WRF sont comparables à celle de la corrélation DIMM-SSS.

Le résultat de ce travail est visible dans l’article suivant qui a été soumis à la revue MNRAS. Cette soumission est en cours d’étude par le référé qui n’a demandé que des corrections mineures.

1. LAMOST : Large Sky Area Multi-Object Fibre Spectroscopic Telescope

Optical Turbulence Characterization at LAMOST Site: Observations and Models

L.-Y. Liu^{1,2*}, C. Giordano², Y.-Q. Yao¹, J. Vernin², M. Chadid², H.-S. Wang¹, J. Yin¹, Y.-P. Wang¹

¹National Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100012, China

²Université de Nice-Sophia Antipolis, Observatoire de la Côte d'Azur, CNRS-UMR7293, Laboratoire Lagrange, 06108 Nice Cedex 2, France

Accepted. Received; in original form

ABSTRACT

Atmospheric optical turbulence seriously limits the performance of high angular resolution instruments. A campaign of measurements was carried out at the LAMOST site in 2011, to characterize the optical turbulence. Two instruments were set up during the campaign: a Differential Image Motion Monitor (DIMM) used to measure the total atmospheric seeing, and a Single Star Scidar (SSS) to measure the vertical profiles of the turbulence $C_n^2(h)$ and the horizontal wind velocity $V(h)$. The optical turbulence parameters are also calculated with the Weather Research and Forecasting (WRF) model coupled with the Trinquet-Vernin model, which describes optical effects of atmospheric turbulence by using the local meteorological parameters. This paper presents assessment of the optical parameters involved in high angular resolution astronomy. Its includes seeing, isoplanatic angle, coherence time, coherence étendue, vertical profiles of optical turbulence intensity $C_n^2(h)$ and horizontal wind speed $V(h)$. **The median seeing is 1.01 arcsec with DIMM, 1.17 arcsec with SSS and 1.07 arcsec with WRF model.** The history of seeing measurements at the LAMOST site are reviewed, and the turbulence measurements in this campaign are compared with other astronomical observatories in the world.

Key words: Turbulence – Atmospheric effects – Instrumentation: high angular resolution – Site testing

1 INTRODUCTION

The Large Sky Area Multi-Object Fiber Spectroscopic Telescope (LAMOST), is a special quasi-meridian reflecting Schmidt telescope; its particular design allows both a large aperture (effective aperture of 3.6 - 4.9 meter) and a wide field of view (FOV=5°) (Richard 2008, Cui et al. 2012). The main scientific goal of LAMOST focuses on the spectroscopic survey in the Galaxy and extragalactic (Zhao et al. 2012). LAMOST located at Xinglong observatory of National Astronomical Observatory of China (NAOC), which has been regarded as one of the important optical astronomical observatories in China. The Xinglong Observatory is located in Hebei province, 170 kilometers northeast of Beijing, where many telescopes are operating including the LAMOST, the 2.16 meter optical telescope and several 1 meter telescopes. A site testing campaign was performed in 2011 to obtain the atmospheric optical parameters at Xinglong observatory, for the application of Adaptive Optics (AO), the active optics and the high resolution spectrometer on the LAMOST and the 2.16 meter telescope (Zhang et al. 2004, Su et al. 2012).

The early work on optical turbulence characterization at Xinglong observatory was carried out by Wu et al. (1996) and Song et al. (1998). They carried out a 4 night campaign of multi-instrument measurements in December 1994. The integrated seeing was measured with a DIMM, the surface layer turbulence was detected with microthermal sensors and an acoustic radar. Based on the photometry dataset in 1995-2001 of Beijing-Arizona-Taipei-Connecticut (BATC) telescope, Liu et al. (2003) analyzed the Polaris images by measuring the Full Width at Half Maximum (FWHM) to understand seasonal features of seeing condition. Liu et al. (2010) performed DIMM seeing measurements on the top of LAMOST building, in order to optimize the slit width of LAMOST spectrometer. Yao et al. (2012) analyzed the seeing conditions with the BATC photometric data in 1995-2011, and their results could be referred as the long-term (more than 15 years) seeing variation at Xinglong observatory.

In this paper we present the results of the site testing campaign at the LAMOST site in 2011. In this campaign, two kinds of instruments were employed in order to obtain turbulence profiles and integrated atmospheric parameters simultaneously. We have also calculated the atmospheric parameters at the same time with

* E-mail: liuly@nao.cas.cn

a numerical method based on the WRF model coupled with the Trinquet-Vernin model (Giordano 2013, Trinquet 2007).

In Section 2, we briefly recall the optical turbulence parameters referring to high angular resolution techniques, and describe the DIMM, SSS, and WRF model used in this campaign. Section 3 presents the results obtained in the campaign. The comparison and discussion of the results are given in Section 4, in which we review the measurements at LAMOST site, and compare with other sites in the world. Section 5 is a summary.

2 INSTRUMENTS AND MODELS

Atmospheric optical turbulence is the main factor of the degradation of image resolution. The major characteristics of optical turbulence are described as profiles and integrated parameters. The two main vertical profiles are the profile of the refractive index structure constant $C_n^2(h)$, and the profile of the horizontal wind velocity $V(h)$.

In order to improve the techniques of high angular resolution (AO, spectroscopy, etc.), one needs knowledge of the atmospheric integrated parameters, such as, the Fried's radius r_0 or the seeing ε_0 , the coherence time τ_0 , and the isoplanatic angle θ_0 . The integrated parameters can be retrieved by the profiles above mentioned.

The Fried's radius is:

$$r_0 = 0.185\lambda^{6/5} \left(\int_0^\infty C_n^2(h) dh \right)^{-3/5}, \quad (1)$$

where λ is the wavelength, h is the altitude above the ground.

The seeing is one of the most important turbulence parameters to astronomy, and usually the seeing value of observatory sites is around 1 arcsec in the visible band. As usual, here we assume $\lambda = 0.5\mu\text{m}$.

Seeing ε_0 (eq. 2), coherence time τ_0 (eq. 3) and isoplanatic angle θ_0 (eq. 4), can be derived from the vertical profiles of $C_n^2(h)$ and wind speed $V(h)$, as follows:

$$\varepsilon_0 = 0.98\lambda/r_0, \quad (2)$$

$$\tau_0 = 0.058\lambda^{6/5} \left(\int_0^\infty |V(h)|^{5/3} C_n^2(h) dh \right)^{-3/5}, \quad (3)$$

$$\theta_0 = 0.058\lambda^{6/5} \left(\int_0^\infty h^{5/3} C_n^2(h) dh \right)^{-3/5}. \quad (4)$$

The coherence étendue G_0 (Lloyd et al. 2004), is a comprehensive evaluation for adaptive optics with the combination of Fried's radius r_0 , isoplanatic angle θ_0 and coherence time τ_0 , defined by the following formula:

$$G_0 = r_0^2 \tau_0 \theta_0^2. \quad (5)$$

2.1 DIMM

The DIMM is a small transportable instrument, with the differential technique to accurately measure the seeing conditions, as described by Sarazin(1990) and Vernin(1995). A small telescope is equipped with a mask made of two sub-apertures, in order to obtain simultaneously two separated images of the same star on the focal plane. Assuming a Kolmogorov model for the optical turbulence, the seeing can be calculated from the variance of the differential motion



Figure 1. The DIMM and SSS instruments are installed in the Public Dome, Xinglong observatory.

between two star images. Therefore, DIMM seeing monitor is almost insensitive to tracking errors, and the instrument yields the integrated seeing from telescope pupil to the top of the atmosphere. Nowadays, the DIMM technique is universally employed in site testing (Tokovinin, 2002; Aristidi, 2005).

According to the principle mentioned above, our DIMM instrument has the following configurations:

- (i) a Meade LX200GPS telescope, with the entrance pupil of 20 cm, and the focal length of 200 cm;
- (ii) a mask with two sub-aperture, with diameter of 5 cm, and a separation of 15 cm;
- (iii) an optical wedge installed on one sub-aperture, to adjust an appropriate separation between the two star images at focus;
- (iv) a Lumenera SKYnyx 2.0M CCD camera, attached to the telescope focal plane for fast sampling star images ($\Delta t = 0.5\text{ms}$), with a 640×480 format and the pixel size of $7.4\mu\text{m}$;
- (v) two computers, one calculating seeing values and closed-loop guiding, and the other remotely monitoring the status via internet.

2.2 Single Star Scidar

The Single Star Scidar is a new member in Scidar family (Vernin & Roddier 1973; Fuchs, Tallon & Vernin 1998; Avila et al. 1998; Habib et al. 2006; García-Lorenzo & Fuensalida 2011; Avilés et al. 2012; Masciadri et al. 2012; Shepherd et al. 2014). This instrument can deliver the distribution of C_n^2 with height, by using a small telescope. The SSS technique analyzes the spatial-temporal auto- and cross-correlation functions of less than 1 ms exposure images from a single star, which allow to retrieve the vertical profiles of optical turbulence intensity $C_n^2(h)$ and horizontal wind speed $v(h)$ from the ground to the top of the atmosphere, yielding the determination of seeing, isoplanatic angle and coherence time (See Section 2). The SSS technique in detail can be referred to Habib(2006) and Vernin(2009). In order to obtain the contribution of surface layer turbulence, the SSS also employs the so-called "Generalized Scidar" technique (Fuchs et al. 1998). Although the SSS is a low-resolution optical turbulence profiler, it needs only 40 cm aperture telescope, showing a practical advantage of being transportable for field site testing (Vernin et al. 2011, Giordano et al. 2012, Liu et al. 2012, Liu et al. 2013a).

In order to obtain optical turbulence profile at the LAMOST

site, we have constructed a new SSS with commercial components (Liu et al. 2013b). The main specifications of our SSS are the following.

- (i) a 40 cm Meade M16 tube, on an Astro-Physics 1200 equatorial mount, with the focal length of 400 cm;
- (ii) a collimating lens after the focus of the telescope, with 10 mm focal length, to make the beam parallel;
- (iii) a CCD camera, after the collimating lens for fast sampling the star scintillation pattern. The fast readout Pixelfly CCD-200XS, 640×480 format with pixel size of $9.9 \times 9.9 \mu\text{m}^2$, allows continuous acquisition with a high frequency rate without loss of any image. The exposure time is usually taken as 1 ms, every 5.6 ms, the pixel scale is 0.51 arcsec/pixel;
- (iv) an auto-guiding system, made with a cube splitter;
- (v) two control computers, one capturing scintillation images from the CCD camera and computing the spatial auto-correlation and cross-correlation images, the other serving as real time tracking through a CCD guider.

2.3 WRF Model

The Weather Research and Forecasting (WRF) model is a mesoscale non-hydrostatic numerical weather prediction system, used for both operational forecasting and atmospheric research. The WRF model allows to forecast the atmospheric parameters at each point of a given 3D grid, such as the pressure P , the temperature T , the wind velocity $\{x, y, h\}$ and the relative humidity (Masciadri et al. 1999a; Masciadri et al. 1999b; Masciadri et al. 2013).

The atmospheric optical parameters can be computed by the WRF model coupled with the Trinquet-Vernin model (Trinquet H. & Vernin J. 2006; Trinquet & Vernin 2007; Giordano et al. 2014). The Trinquet-Vernin model is a statistical model deduced from 160 meteorological balloons analysis, and allows to compute the vertical profile of the C_N^2 from the vertical profiles of potential temperature and wind velocity. A first study about the capability of WRF to predict the optical conditions is available in Giordano et al. (2013).

For the optical turbulence characterization during the campaign at the LAMOST site, the model was initialized as the following:

- (i) horizontal coarse grid, composed of 100×100 grid points, and spaced in $\Delta x = \Delta y = 27$ km;
- (ii) three consecutive nests with a ratio of 1/3, and therefore, the finest horizontal grid is $\Delta x = \Delta y = 1$ km;
- (iii) 87 vertical levels from 0 km to 20 km, with a higher resolution within the low atmosphere $\Delta h_i = 50$ m, and $\Delta h_{87} = 500$ m;
- (iv) the NCEP FNL (Final) Operational Global Analysis data (<http://rda.ucar.edu/>) was used to initialize the grid, and to set the boundary conditions.

The main parameters used for the simulation are:

- (i) the microphysics scheme used is the Thomson scheme (mp_physics = 8),
- (ii) the Rapid Radiative Transfer Model (RRTM) scheme is used for the long wave radiation (ra_lw_physics=1),
- (iii) the Goddard shortwave scheme is used for the shortwave radiation (ra_sw_physics=2),
- (iv) the Mellor-Yamada-Janjic scheme is used for the planetary boundary layer (PBL) (bl_pbl_physics=2).



Figure 2. The location of LAMOST on the Xinglong observatory (the photo was taken by Chen Yingwei). The DIMM and SSS instruments are located 200 meters south-east of the LAMOST. The 2.16 meter telescope is located at the north-west of the LAMOST.

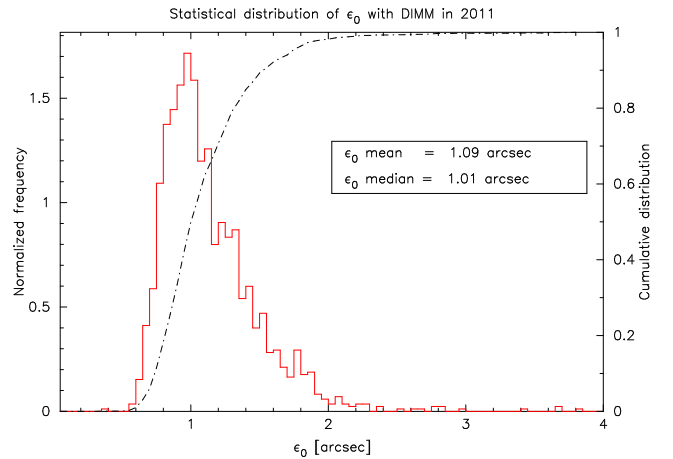


Figure 3. The histogram (stairs) and cumulative histogram (dashed line) of DIMM seeing values at the LAMOST site by the site testing campaign in 2011.

3 SITE TESTING CAMPAIGN AND RESULTS

The site testing campaign was carried out over 8 nights from April 18 to September 26, 2011. The DIMM and SSS were installed in the Public Dome of Xinglong observatory, 4m above ground level, which is located about 200 meters south-east of the LAMOST building, as shown in Fig.2. The two instruments, separated by 3 meters, were operated simultaneously. This configuration allows us to collect a substantial database and make cross-comparisons of the results.

3.1 DIMM results

The DIMM seeing measurements were carried out from April 18 to 19 and from September 22 to 26. A total of 1738 seeing measurements has been analyzed. One DIMM seeing value was calculated using a set of 100 images. The final seeing results have been corrected for the zenith angle. The observing targets for the DIMM seeing monitoring were α Leo (mV = 1.35 mag), α Boo (mV = -0.04 mag), α Lyr (mV = 0.03 mag), α Aql (mV = 0.77 mag), β Ori (mV = 0.12 mag), α Cas (2.24 mag) and α Cyg (mV \approx 1.2 mag, variable star).

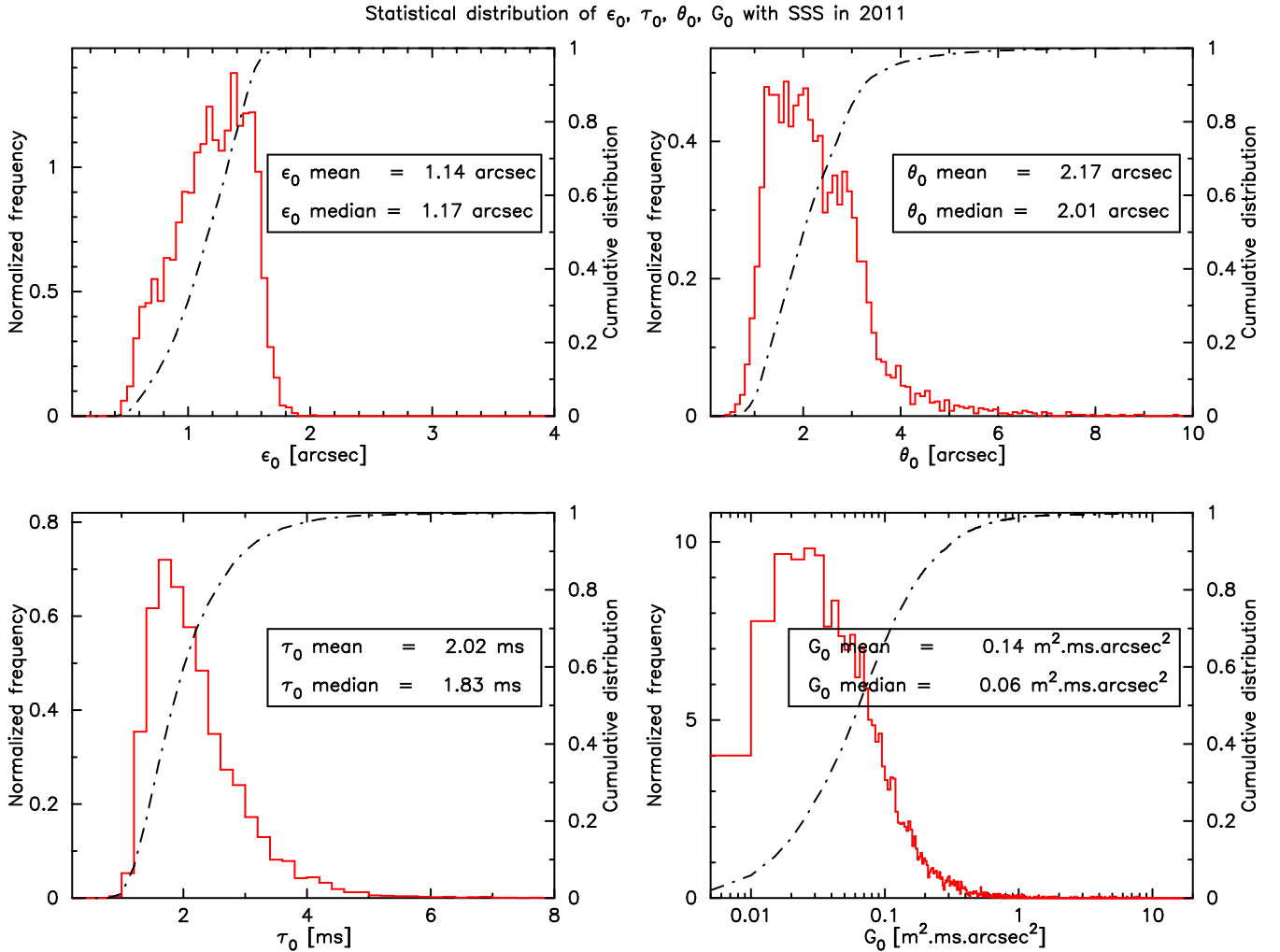


Figure 4. Histogram (solid line) and cumulative distribution (dashed line) of atmospheric parameters computed with the SSS measurements at the LAMOST site. The parameter distributions are seeing ϵ_0 (top left), the isoplanatic angle θ_0 (top right), the coherence time τ_0 (bottom left), and coherence étendue G_0 (bottom right).

Fig.3 shows the histogram and the cumulative distribution of the entire DIMM data set. The mean seeing value is 1.09 arcsec, and the median value 1.01 arcsec. There are 25% of the seeing values better than 0.9 arcsec, and 75% better than 1.2 arcsec.

3.2 Single Star Scidar results

During the campaign in 2011, a total of 6011 $C_n^2(h)$ and $|v(h)|$ profiles were obtained with the SSS from April 18 to 19, May 13, and from September 23 to 26. The SSS spatiotemporal cross-correlation functions were obtained every 11.2 sec corresponding to a set of 2000 images. Due to measurement errors caused by continuously changing sky background, especially in the night sky with moon, the sky background changing with time was taken into account, and checked every hour during the SSS measurement. The observing targets were α Aql (mV= 0.77 mag), α Boo (mV= -0.04 mag), α Lyr (mV= 0.03 mag), β Ori (mV= 0.12 mag) and α Cyg (mV \approx 1.2 mag, variable star).

Fig. 4 presents the statistical distributions of the high angular resolution parameters. The seeing values (top left) span over the range [0.4 and 2.0 arcsec], with a half of the seeing better than 1.17 arcsec, and 75% of the seeing better than 1.4 arcsec. The isoplanatic

angle (top right) seems to follow a bimodal distribution with an average of 2.17 arcsec, and a median of 2.01 arcsec, respectively. The coherence time (bottom left) spans over a 1. to 5 ms range with an average and median values of 2.02 and 1.83 ms, respectively. For the coherence étendue (bottom right), the average and median values are 0.14, and 0.06 m².ms.arcsec².

Fig.5 shows the mean vertical profiles of turbulence and wind speed over the whole atmosphere. Almost all the optical turbulence is concentrated within the boundary layer, and the rest being scattered through the free atmosphere. The wind speed, shown on the top right panel of Fig.5, increases from 10 m.s⁻¹ at ground level to reach 24 m.s⁻¹ at 2 km. As discussed in Giordano et al. (2012), the SSS can retrieve four values of turbulence and wind speed within surface layer. Due to its low vertical resolution, the SSS technique is not able to distinguish the altitudes of the four layers. Typically, there is a wind gradient above a few hundred meters of Earth's surface. Therefore, we arbitrarily sorted these layers with increasing wind speed from bottom to top of the boundary layer, which seems reasonable and already checked by Giordano et al. (2012). The bottom panel of Fig.5 shows the profiles of turbulence and wind speed modulus within the first four sub-layers, corresponding to a surface

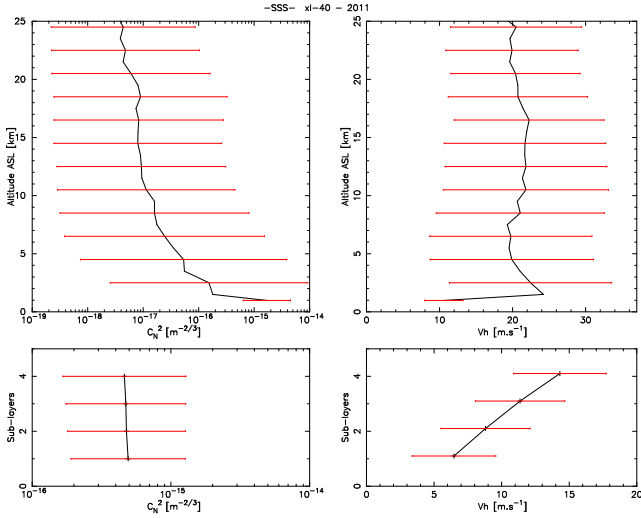


Figure 5. The profiles of turbulence $C_n^2(h)$ and wind speed deduced by the SSS measurements at the LAMOST site in 2011. The top-left is the median profile of turbulence $C_n^2(h)$ with $\pm\sigma_{\log(CN2)}$ error bars, and the top-right the median of the wind speed modulus profile $|V(h)|$ with $\pm\sigma$ error bars. The average profiles of turbulence (bottom-left) and speed modulus (bottom-right) within the surface layer (4 sub-layers) are also shown.

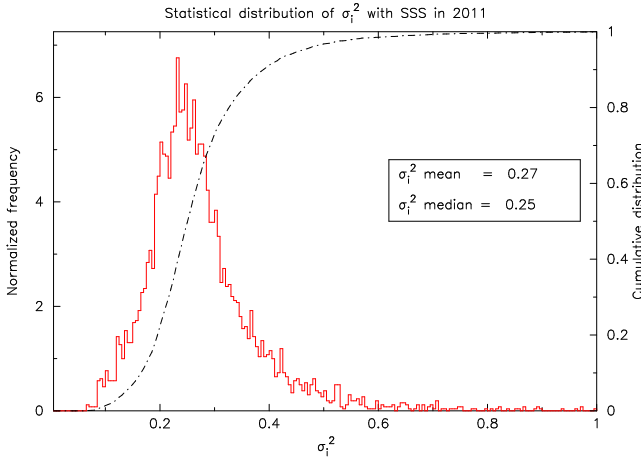


Figure 6. Histogram and cumulative distribution (dashed line) of the scintillation index σ_I^2 measured by the SSS at the LAMOST site in 2011.

layer (0-1 km) slab. One can notice the steep wind speed gradient from 6 m.s^{-1} to 14 m.s^{-1} in the boundary layer.

The relative error of the correlation function is defined by Vernin et al. (1983):

$$\frac{\Delta C}{C(0)} = \sqrt{\frac{1}{N_{\text{speckles}}}}, \quad (6)$$

where ΔC is the estimation error, N_{speckles} is the amount of independent atmospheric speckles analysed, and $C(0)$ is the scintillation variance which is created by all of the layers. As is well known, the scintillation index for a given turbulent layer with altitude h as expressed by Roddier (1981):

$$\Delta\sigma_I^2 = \Delta C = 19.2\lambda^{-7/6}h^{5/6}\Delta(C_n^2 dh), \quad (7)$$

The SSS absolute error can be deduced with formula (6) and (7):

$$\Delta(C_n^2 dh) = 0.052C(0) \frac{\lambda^{7/6}h^{-5/6}}{\sqrt{N_{\text{speckles}}}}. \quad (8)$$

The scintillation index σ_I^2 (the normalized intensity variance) is related to the C_n^2 profile (Roddier 1982),

$$\sigma_I^2 = 19.2\lambda^{-7/6} \left(\int_0^\infty h^{5/6} C_n^2(h) dh \right). \quad (9)$$

where I is the normalized intensity fluctuation. Here, the scintillation is measured on each point of the telescope pupil, which are $\approx 0.7 \text{ cm}$ spaced, much less than the first Fresnel zone which $\approx 2 \text{ cm}$ for a 1 km altitude layer. One can assume that the pupil averaging is almost negligible. The autocorrelation of the scintillation $C_s(r)$ measured by the SSS on the pupil plane could deduce the scintillation index $\sigma_I^2 = C_s(0)$. Fig.6 is the statistical distribution of the scintillation index at LAMOST site in 2011; the mean σ_I^2 is 0.27, and the median σ_I^2 is 0.25. That $\sigma_I^2 < 0.6$ for 99% of the scintillation index indicates the regime of weak fluctuations, and allows to use the small perturbation theory (Roddier 1981).

3.3 WRF model results

We used the WRF model to forecast the optical conditions at the same time as the DIMM and SSS run. The WRF model was configured to compute one forecast every 10 minutes in order to have a good temporal resolution.

Fig.7 shows the statistical distributions of the four integrated atmospheric optical parameters. The seeing has a bimodal distribution with the first bump at 1.1 arcsec and the second at 1.6 arcsec. The median and mean seeing values are 1.07 arcsec and 1.12 arcsec, respectively, very close to the DIMM seeing values (1.01 arcsec and 1.09 arcsec), the standard deviations σ is 0.28 arcsec. Moreover, the cumulative distribution shows that 75% of the seeing is better than 1.4 arcsec. The range of the isoplanatic angle θ_0 deduced from the WRF model is two times smaller than the SSS measurements, but the median and mean values are close (2.26 arcsec and 2.25 arcsec with WRF model compared to 2.01 and 2.17 with the SSS, and their σ is 0.78 arcsec). The distribution of the coherence time by WRF model is really different from the SSS measurements, and the median and mean values are 4.06 ms and 3.90 ms, respectively, much greater than the SSS results. The coherence étendue G_0 by WRF model has a log-normal shape similar as that by the SSS, and the median and mean G_0 are 0.18 and 0.35 $\text{m}^2.\text{ms}.\text{arcsec}^2$, also close to the SSS values.

4 DISCUSSION

We have performed a campaign at the LAMOST site in 2011 to characterize the optical turbulence with the instruments of DIMM and SSS, and by the WRF model. The correlation analysis are performed with the results to compare the DIMM and SSS measurements, and to validate the WRF model prevision.

Fig.8 shows the comparisons of the seeing averaged every 10 minutes by the three methods. Statistically, DIMM and SSS seeings agree within a standard deviation of $\sigma=0.4$ arcsec. WRF seems to predict larger seeing values than SSS and DIMM, with a regression slope of 0.8 and 0.78. Even if the three regression slopes are close to one, meaning that there is no systematic bias, one can notice a large scatter. Indeed, the standard deviations of the linear

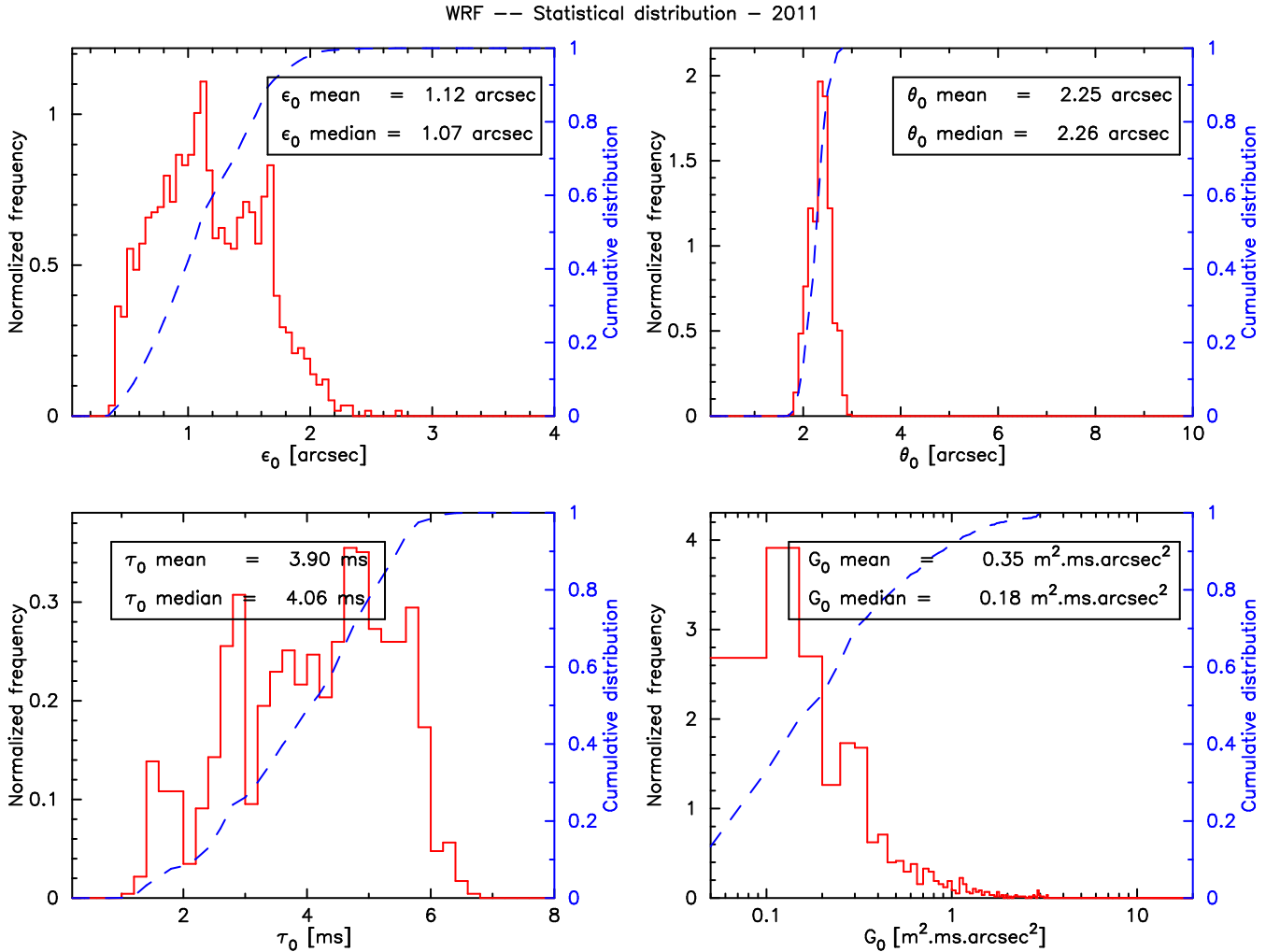


Figure 7. Histogram (solid line) and cumulative distribution (dashed line) of atmospheric parameters forecasted with WRF model, from April to September 2011 at the LAMOST site.

fitting show $\sigma=0.41$ arcsec between the DIMM and SSS seeing, $\sigma=0.44$ arcsec for the DIMM and WRF seeing, and $\sigma=0.45$ arcsec for the SSS and WRF seeing. The correlation between the SSS and DIMM seeing seems to be a little better. For site characterization, a 10 minute resolution seems too high, and a one day seems a more appropriate sampling. Fig.9 further compares the seeing values averaged over each night. One can see that not only the regression slope is closer to one, but the dispersion σ is almost two times better. If one assumes that SSS and DIMM are well characterizing the seeing, WRF is a good tool for seeing characterization, as already mentioned by Giordano et al.(2013).

The comparisons of the other turbulence parameters measured by the SSS and calculated by WRF model are shown in Fig.10, for the isoplanatic angle θ_0 , the coherence time τ_0 and the coherence étendue G_0 , and also the parameters for free atmosphere (FA): ϵ_{FA} , τ_{FA} and G_{FA} . We find that the agreement is not good; though for the seeing ϵ_{FA} the deviation is smaller ($\sigma=0.13$ arcsec), but for the τ_0 and G_0 it is not the case. The isoplanatic angle is dominated by high altitude (FA) layers which are predicted within a small dynamic range by WRF. WRF optical turbulence relies on Trinquet-Vernin parametrization which is based upon vertical gradient of the potential temperature and wind speed, but the vertical spacing is coarse.

This means that FA dependent parameters such as ϵ_{FA} and θ_0 are not subject to large variations.

Tab.1 compares the optical turbulence parameters at the LAMOST site with those at ORM, Mauna Kea, Armazones, and the Antarctica sites as Dome C and South Pole, (Vernin et al. 2011, Schöck et al. 2009, Giordano et al. 2012, Marks et al. 1999). We find that the isoplanatic angle θ_0 at the LAMOST site is similar to the other sites, but the seeing and coherence time at the LAMOST site are poorer. The poor coherence étendue G_0 , at the LAMOST site, as well as South Pole, may be not good for adaptive optics. This can be due to the high optical turbulence distribution in the boundary layer, associated to a steep wind shear, from 6 up to 14 $m.s^{-1}$ in the first four ground layers (See Fig.5, the bottom right panel).

In Tab.2, we recall all of the site testing campaigns at Xinglong observatory, and we collect the seeing results every measurements in different place, in order to provide a reference to the application of Adaptive Optics(AO), the active optics and the high resolution spectrometer. Song et al. (1998) measured the seeing in 1994, using a DIMM inside the 2.16 m telescope dome, and the results could be affected by the dome seeing. Liu et al. (2003) and Yao et al.(2012) analyzed the FWHM of Polaris images obtained by a Schmidt telescope for a long period of time (1995- 2011). Although the results

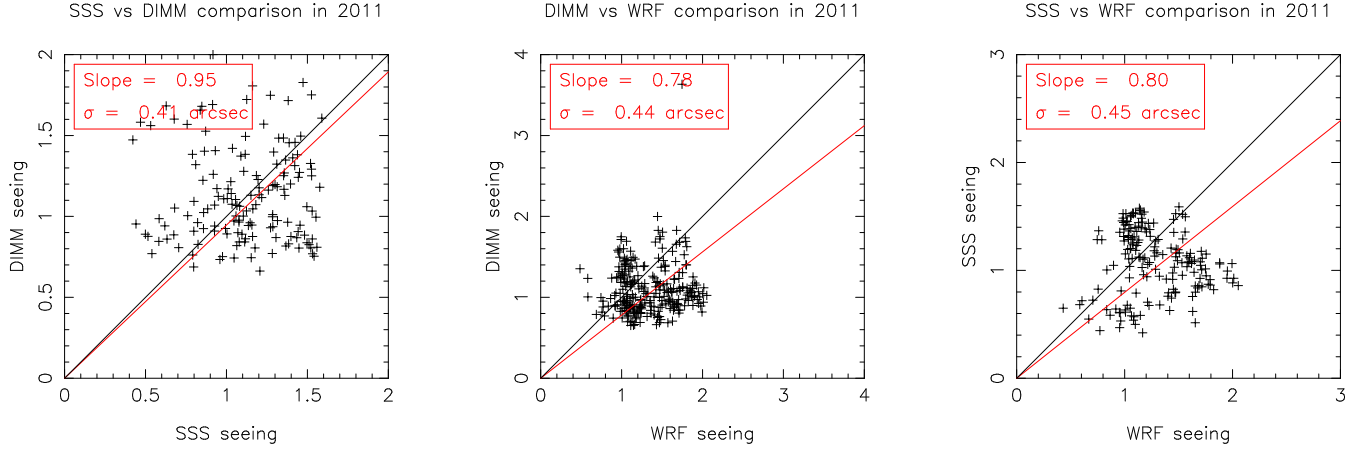


Figure 8. The correlation maps of 10 minutes average seeing ε_0 for SSS vs DIMM, DIMM vs WRF, and SSS vs WRF. The black line means complete correlation, and the red line is the linear fitting.

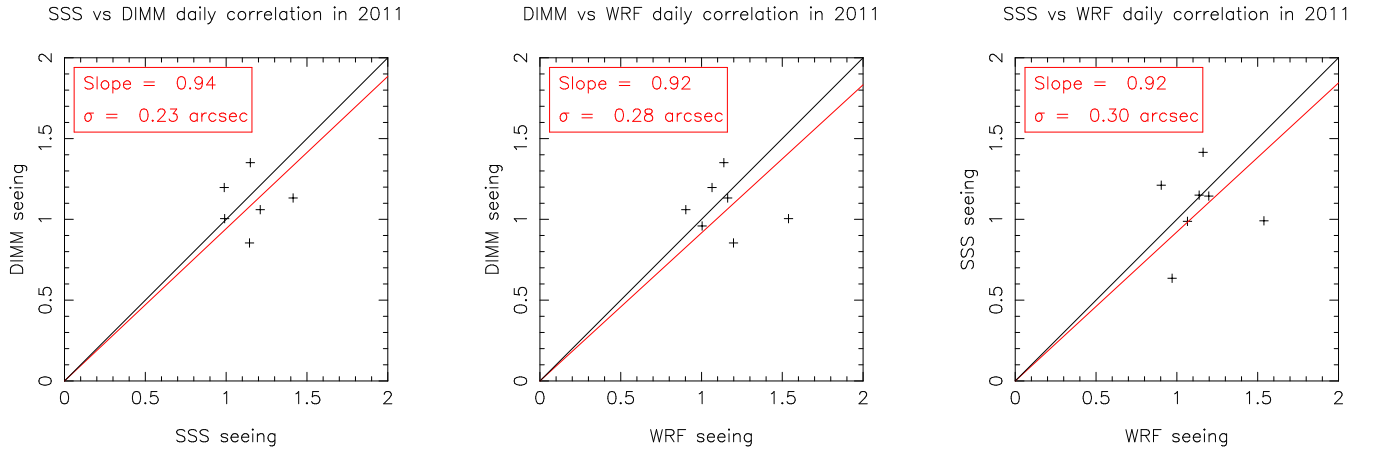


Figure 9. Same as figure 8, but for the seeing values averaged over one night.

Parameters	Site					
	ORM	Mauna Kea	Armazones	Dome C	South Pole	Xing Long
Total seeing ε_0 (arcsec)	0.80	0.75	0.64	1.00	1.60	1.17 (SSS)
Isoplanatic angle θ_0 (arcsec)	1.93	2.69	2.04	6.90	3.23	2.01 (SSS)
Coherence time τ_0 (ms)	5.58	5.10	4.60	3.40	1.58	1.83 (SSS)
Coherence étendue G_0 ($\text{m}^2 \text{ms arcsec}^2$)	0.38	0.62	0.49	1.80	0.07	0.06 (SSS)
Reference to data	Vernin (2011)	Schöck (2009)	Schöck (2009)	Giordano (2012)	Marks (1999)	This article

Table 1. The global median values of optical turbulence parameters.

Period	Method	Night	Elevation(m)	Spring(arcsec)	Summer(arcsec)	Autumn(arcsec)	Winter(arcsec)	Reference
Dec.1994	DIMM	4	15				1.4	Song (1998)
1995-2001	FWMH	All	6	3.5	2.9	3.7	3.9	Liu (2003)
Oct.2003	DIMM	3	15				1.3	Zenno (2004)
Mar.-Apr.2007	DIMM	12	28	1.1				Liu (2010)
Apr.-Sep.2011	DIMM	7	4	0.91		1.09		This article
	SSS	7	4	1.32		1.10		
	WRF model	8	-	1.12		1.04		

Table 2. The seasonal comparison of the median seeing measured with multi-methods at different locations of Xinglong observatory.

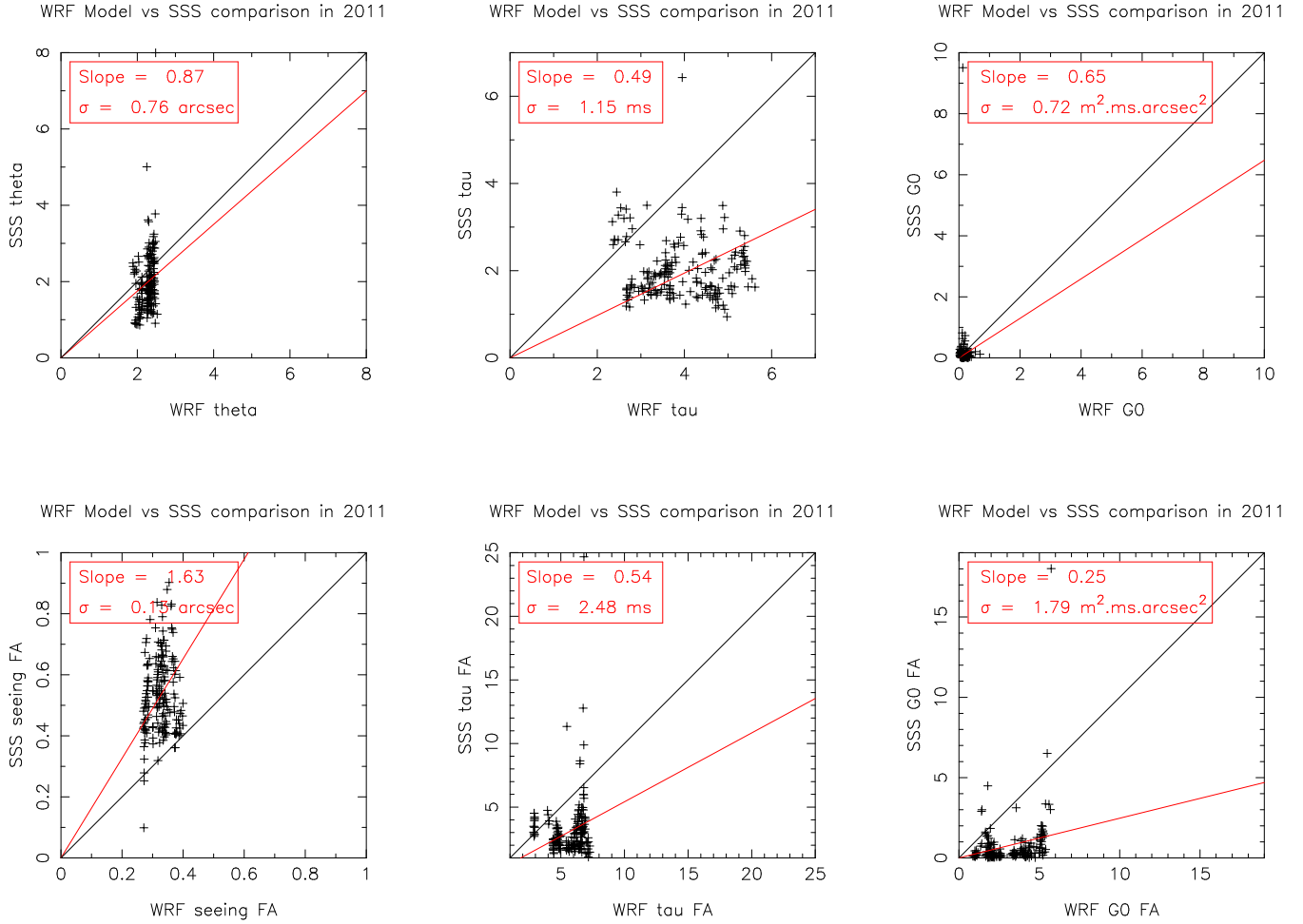


Figure 10. The correlation maps of 10 minutes average optical turbulence parameters measured with the SSS and forecasted with WRF model. The upper diagrams are the isoplanatic angle θ_0 , the coherence time τ_0 and the coherence étendue G_0 , and the below the parameters of free atmosphere (FA): the seeing ε_{FA} , τ_{FA} and G_{FA} . The black lines mean complete correlation, and the red lines indicate the linear fitting.

includes many influence factors, such as the dome seeing, image quality, and tracking accuracy of the telescope, however, the data collection for over a decade is useful to understand more about the seasonal seeing conditions. Liu et al. (2010) performed DIMM seeing measurements on the top of LAMOST building in 2007, and obtained a better seeing with higher elevation than that at the 2.16m telescope. In this work, we selected an open flat roof for the measurements, and for the first time, we obtained whole night optical turbulence profiles; this work should provide more reliable results to characterize the site condition at Xinglong observatory.

5 CONCLUSION

A site testing campaign has been carried out in 2011 at the LAMOST site in order to characterize the optical atmospheric turbulence. A DIMM and a Single Star Scidar have been set up during the campaign, and the WRF model is applied to calculate the site condition and compare with the observation results. For the first time, we are able to measure the turbulence profiles at Xinglong observatory.

The results of the optical turbulence parameters - seeing, isoplanatic angle, coherence time, and coherence étendue, are presented. The integrated seeing measured by the DIMM gives a me-

dian value of 1.01 arcsec. There are 6011 individual profiles of optical turbulence $C_n^2(h)$ and horizontal velocity $|\mathbf{v}(h)|$ recorded by the Single Star Scidar, and the median SSS seeing is measured to be 1.17 arcsec, the median isoplanatic angle 2.01 arcsec, and the median coherence time 1.83 ms. The global parameter coherence étendue G_0 , which is usually employed to evaluate the performance of high angular resolution, gives a mean value of 0.14 and a median of 0.06 m².ms.arcsec².

The optical turbulence parameters are calculated over the same period of the campaign with the WRF model, coupled with the Trinquet-Vernin model, based on the global weather data by National Center for Atmospheric Research (NCAR). The WRF model calculation gives a median seeing of 1.07 arcsec, a median isoplanatic angle of 2.26 arcsec, and a median coherence time of 4.06 ms. The coherence étendue G_0 by the WRF model gives a mean value of 0.35 and a median of 0.18 m².ms.arcsec².

The comparisons of the seeing values measured by the DIMM and SSS, and predicted by WRF model, are performed, and the measurements are generally consistent. We find the WRF model can provides more accurate seeing forecast on one night average than ten minute average. The optical turbulence parameters obtained in the campaign are compared with other sites in the world, and the seeing measurements in history at Xinglong Station are reviewed. The Coherence time τ_0 (1.58 ms) and Coherence étendue

G_0 ($0.07 \text{ m}^2 \text{ ms arcsec}^2$) at LAMOST site is poor, which seems have not an exceptional conditions to adaptive optics. The mean $C_n^2(h)$ presented in this work is only a short period of this campaign, [we should further perform the DIMM and SSS measurements for the optical turbulence evaluation at the LAMOST site, and the more data will help us to verify and optimize the WRF model.](#)

ACKNOWLEDGMENTS

This work is supported by the National Natural Science Foundation of China (NSFC, Grant Nos. 10903014, 11373043 and 11303055), and the Young Researcher Grant of National Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences. We thank the Public Dome of Xinglong station for their support during the SSS and DIMM measurements. We also thank the National Center for Atmospheric Research for its access to weather archive, and the WRF community for access to these software and for his help during its utilization.

REFERENCES

- Aristidi E., Agabi A., Fossat E., et al. 2005, *A&A*, 444, 651
 Avila R., Vernin J., & Cuevas S. 1998, *PASP*, 110, 1106
 Avilés, J. L., Avila, R., Butterley, T., et al. 2012, *MNRAS*, 423, 900
 Cui X.-Q., Zhao Y.-H., Chu Y.-Q., et al. 2012, *Research in Astronomy and Astrophysics*, 12, 1197
 Fuchs A., Tallon M., & Vernin J. 1998, *PASP*, 110, 86
 García-Lorenzo B., & Fuensalida J. J. 2011, *MNRAS*, 410, 934
 Giordano C., Vernin J., Chadid M., et al. 2012, *PASP*, 124, 494
 Giordano C., Vernin J., Vázquez Ramió H., et al. 2013, *MNRAS*, 430, 3102
 Giordano C., Vernin J., Trinquet H., et al. 2014, *MNRAS*, 440, 1964
 Habib A., Vernin J., Benkhaldoun Z., & Lanteri, H. 2006, *MNRAS*, 368, 1456
 Liu Y., Zhou X., Sun W.-H., et al. 2003, *PASP*, 115, 495
 Liu L.-Y., Yao Y.-Q., Wang Y.-P., et al. 2010, *Research in Astronomy and Astrophysics*, 10, 1061
 Liyong Liu, Yongqiang Yao, Jean vernin, et al. 2012, *SPIE*, 8444, 844464
 Li-Yong Liu, Yong-Qiang Yao, Jean Vernin, et al. 2013a, *IAU Symposium*, 288, 316
 Liu LiYong, Yao YongQiang, Jean Vernin, et al. 2013b, *Chinese Science Bulletin*, 58, 4566
 Lloyd J. P. 2004, *SPIE*, 5491, 190
 Marks, R. D., Vernin, J., Azouit, M., Manigault, J. F., & Clevelin, C. 1999, *A&AS*, 134, 161
 Masciadri E., Vernin J., Bougeault P., 1999a, *A&AS*, 137, 185
 Masciadri E., Vernin J., Bougeault P., 1999b, *A&AS*, 137, 203
 Masciadri, E., Lascaux, F., Fuensalida, J. J., Lombardi, G., & Vázquez-Ramió, H. 2012, *MNRAS*, 420, 2399
 Masciadri E., Lascaux F., Fini L., 2013, *MNRAS*, 436, 1968
 Richard S. 2008, *Science*, 320, 34
 Roddier F. 1981, *Progress in optics*, XIX, 281
 Roddier F., Gilli J.M., Lund G. 1982, *Journal of Optics*, 13, 263
 Sarazin M., & Roddier F. 1990, *A&A*, 227, 294
 Schöck, M., Els, S., Riddle, R., et al. 2009, *PASP*, 121, 384
 Shepherd H. W., Osborn J., Wilson R. W., et al. 2014, *MNRAS*, 437, 3568
 Song Z., Zeng Z., & Yang G. 1998, *Chinese Journal of Quantum Electronics*, 15, 93
 Su D.-Q., Jia P., & Liu G. 2012, *MNRAS*, 419, 3406
 Tokovinin A. 2002, *PASP*, 114, 1156
 Trinquet H., & Vernin J. 2006, *PASP*, 118, 756
 Trinquet H., & Vernin J. 2007, *Environmental Fluid Mechanics*, 7, 397
 Vernin J., & Roddier F. 1973, *Journal of the Optical Society of America* (1917-1983), 63, 270
 Vernin J., & Azouit M. 1983, *Journal d'Optique*, 14, 131
 Vernin J., & Munoz-Tunon C. 1995, *PASP*, 107, 265
 Vernin J., Chadid M., Aristidi E., et al. 2009, *A&A*, 500, 1271
 Vernin, J., Muñoz-Tuñón, C., Sarazin, M., et al. 2011, *PASP*, 123, 1334
 Wu X., Zeng Z., Ma C., et al. 1996, *Chinese Journal of Quantum Electronics*, 13, 385
 Yao S., Liu C., Zhang H.-T., et al. 2012, *Research in Astronomy and Astrophysics*, 12, 772
 Zenno, T., Yao, Y., & Liu, G. 2004, Report on Xinglong seeing measurements, private communication
 Zhang Y., Yang D., & Cui X. 2004, *Appl. Opt.*, 43, 729
 Zhao G., Zhao Y.-H., Chu Y.-Q., Jing Y.-P., & Deng, L.-C. 2012, *Research in Astronomy and Astrophysics*, 12, 723

6.3 Utilisation de WRF au-dessus d'autres sites

Dans la section précédente, nous avons montré la capacité de WRF à prédire les conditions atmosphériques et optiques au-dessus de l'ORM. Maintenant, nous proposons de tester WRF au-dessus d'autres sites. Pour cela, nous utilisons une fois encore les mesures acquises pendant la campagne de recherche de site pour l'E-ELT en 2009. Les trois autres lieux étudiés sont : Cerro Ventarrones (Chili), Macon (Argentine) et Djebel Aklim (Maroc). Le détail des sites, la définition des domaines ainsi que le détail des mesures comparatives sont visibles dans la table 6.1.

Table 6.1 – Définitions des sites et des domaines pour les trois autres lieux d'étude

Table 6.1 – Sites definition and domains used for the three other studied locations.

Sites	Aklim	Macon	Ventarrones
Altitude au sol (m)	2350 m	4653 m	2837 m
Nombre de points grille	54 x 58	48 x 48	48 x 48
Résolution de la grille	1 x 1 km	1 x 1 km	1 x 1 km
Nombre de niveaux verticaux	30	30	30
Nombre d'heures prédites	3678	3656	3540
Nombre d'heures de nuit	1842	1824	1774
Nombre de données (d'heures) DIMM	12755 (360h)	20787 (1009h)	26373 (1259h)
Nombre de données AWS	10274	187239	145200

Les cartes orographiques de chaque site, ayant la résolution du domaine le plus fin, sont visibles dans les figures 6.1 à 6.3.

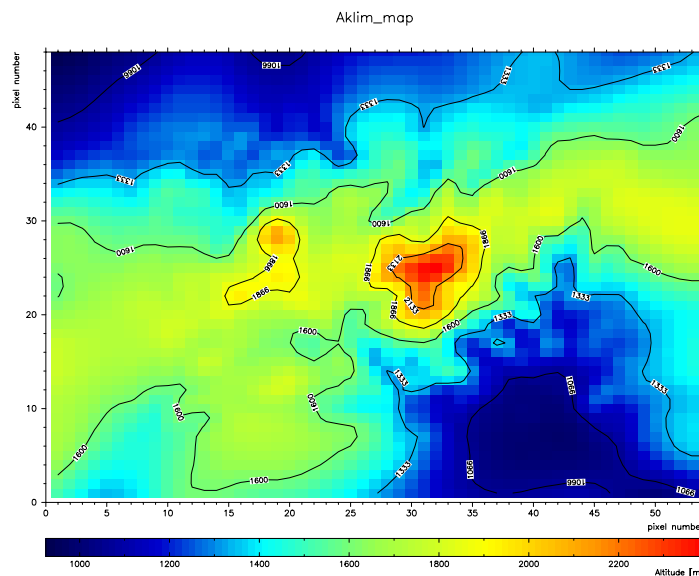


Figure 6.1 – Carte du site Aklim donnée par le domaine le plus fin. La résolution est de $1 \times 1 \text{ km}$.

Figure 6.1 – Djebel Aklim map given by the finest domain. The resolution is $1 \times 1 \text{ km}$.

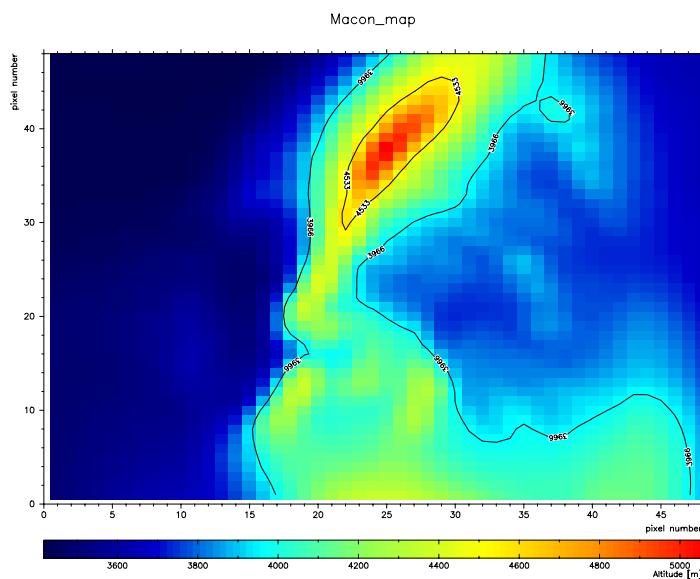


Figure 6.2 – Carte du site Macon donnée par le domaine le plus fin. La résolution est de $1 \times 1km$.

Figure 6.2 – Macon map given by the finest domain. The resolution is $1 \times 1km$.

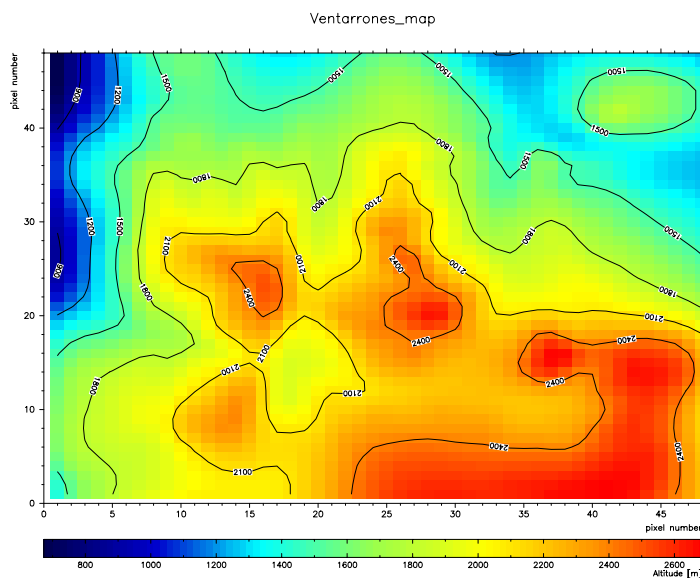


Figure 6.3 – Carte du site Cerro Ventarrones donnée par le domaine le plus fin. La résolution est de $1 \times 1km$.

Figure 6.3 – Cerro Ventarrones map given by the finest domain. The resolution is $1 \times 1km$.

Nous avons étudié, comme pour l'ORM, la corrélation entre les différents paramètres. Ces

résultats sont visibles dans les figures 6.4 à 6.9. Pour plus de visibilité, la table 6.2 montre l'ensemble des valeurs des pentes et des écarts-types pour chaque site.

Les figures 6.4 à 6.6 nous montrent que WRF semble être en mesure de prédire les conditions météorologiques au-dessus de différents sites. En étudiant la corrélation entre les mesures et les prévisions des paramètres météorologiques, il apparaît que la dispersion et la pente sont très bonnes. Pour la pression, les valeurs de la pente et de la dispersion pour les différents sites varient respectivement de 0.88 à 1.09, et de 1.11 hPa à 4.90 hPa. Pour la température, ces valeurs sont comprises respectivement entre 0.67 et 1.08 et entre 2.17 K et 2.63 K.

Les composantes de la vitesse du vent sont, elles, plus difficiles à simuler, mais son module, plus intéressant pour notre étude, est bien prédit au regard des figures 6.4, 6.5 et 6.6 et de la table 6.2. Nous pouvons noter que pour le site de Macon, les prévisions de la vitesse semblent moins bonnes qu'ailleurs car l'écart-type est grand ($6.8m s^{-1}$). Cela est dû à un vent particulièrement fort au sol pouvant aller jusqu'à une vitesse supérieure à $23m s^{-1}$ alors qu'ailleurs elle dépasse rarement les $12m s^{-1}$. Par conséquent, l'erreur absolue semble plus grande alors que l'erreur relative ne l'est pas.

La prévision de l'humidité relative est, elle aussi, importante pour le "flexible scheduling" car elle peut déterminer si l'on peut commencer les observations ou non. Sa corrélation présente une assez grande dispersion, mais étant donnée la difficulté à simuler ce paramètre, les résultats sont encourageants.

Le seeing déduit par la méthode TV, est directement dépendant du gradient de température potentielle, et du cisaillement du vent (voir le chapitre 4). Par conséquent, les erreurs de simulations de chacun de ces paramètres se propagent et ainsi, l'erreur de prévision du seeing devient plus importante que celles des paramètres météorologiques. Malgré ces difficultés, les figures 6.7 à 6.9 montrent un nuage de points resserrés, ce qui est prometteur étant donnée la faible résolution du domaine utilisé. De plus, la table 6.2 montre des pentes et des dispersions assez bonnes au regard des considérations précédentes. En résumé, si l'on considère ces résultats et notre article [26], il apparaît que le modèle WRF-TV présente une bonne qualité de prévision de la turbulence optique pour différentes régions du globe.

Ces résultats nous permettent d'envisager l'implémentation de notre modèle (WRF-TV) dans différents observatoires, tout en ayant une qualité de prévision très intéressante. Nous pouvons aussi espérer qu'en améliorant la résolution de notre grille, la résolution du modèle de terrain, ainsi que la résolution des nos données d'entrée, les résultats seront encore plus probants et utiles pour l'amélioration du flexible scheduling. De plus, cette capacité de prévision géographique valide la possibilité de tester numériquement la qualité astronomique de plusieurs sites simultanément afin d'y installer de nouvelles infrastructures astronomiques.

Table 6.2 – Pente de la droite de régression et écart-type pour chaque paramètre et chaque site. Les valeurs en gras représentent la meilleure prévision pour un paramètre dans les différents sites.

Table 6.2 – Slope of the regression and dispersion for each parameters of each site. Bold values are the best forecasts for a parameter in different sites.

	ORM		Aklim		Macon		Ventarrones	
	Pente	σ	Pente	σ	Pente	σ	Pente	σ
Pression (hPa)	0.88	1.11	0.92	1.39	1.05	0.76	1.10	0.64
Température (K)	1.08	2.17	0.67	2.63	1.15	2.53	0.88	2.34
U ($m.s^{-1}$)	0.72	4.34	0.20	6.64	1.97	6.62	0.62	2.99
V ($m.s^{-1}$)	0.86	3.73	0.09	6.20	1.19	3.69	0.79	4.50
V ($m.s^{-1}$)	0.95	3.91	0.76	3.96	1.80	6.78	0.98	2.99
Rh (%)	0.68	18.90	0.41	18.51	0.31	25.33	0.22	14.87
ε_0 (arcsec)	1.10	0.58	2.38	1.39	4.03	2.17	1.50	0.62
θ_0 (arcsec)	0.85	0.73	0.77	0.91	0.68	1.12	1.00	1.18
τ_0 (ms)	0.82	4.64	0.50	3.96	0.44	6.54	0.75	3.24

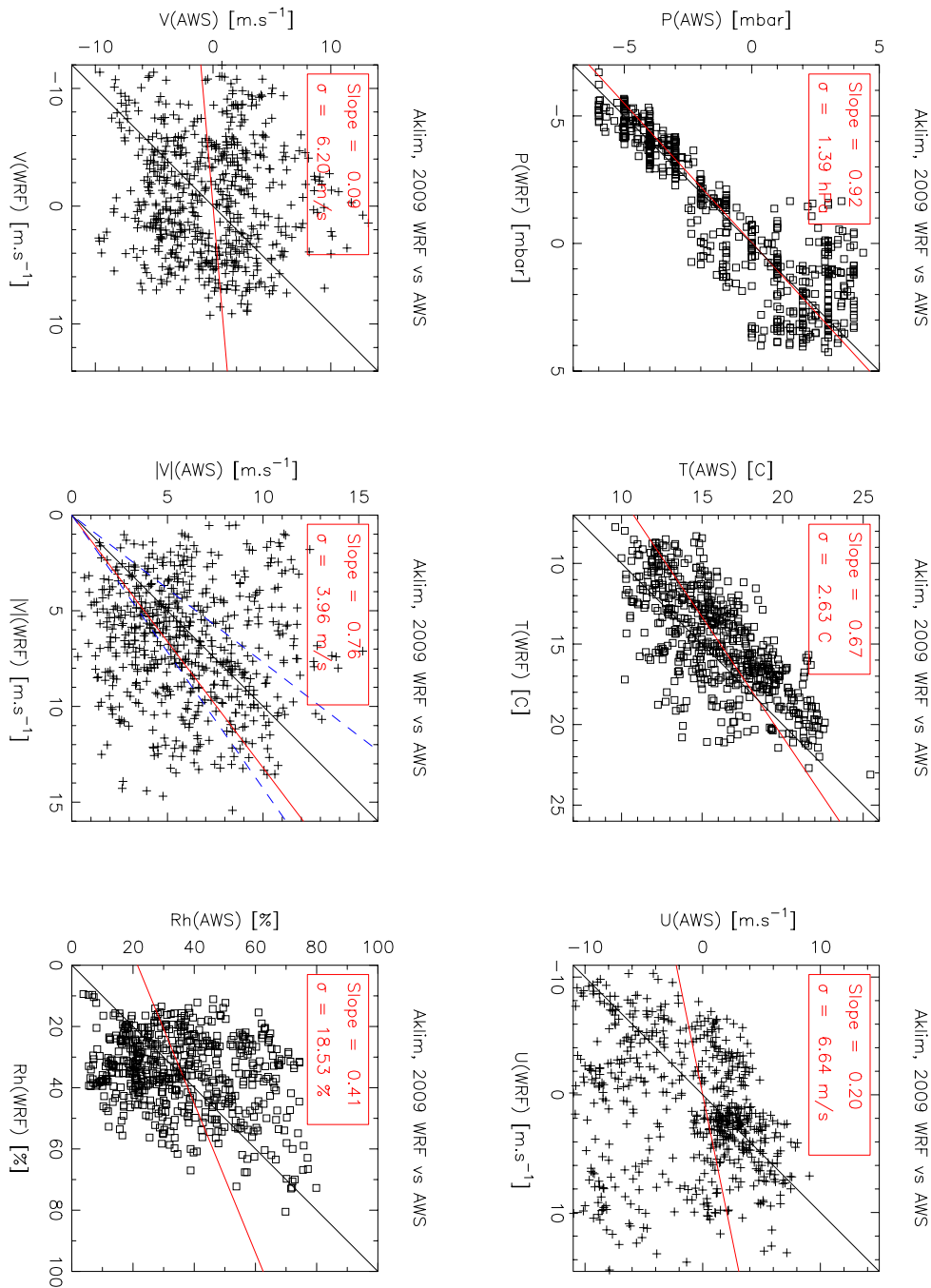


Figure 6.4 – Corrélation entre les mesures de la station météo et les prévisions de WRF à Djebel Aklim (Maroc). De gauche à droite et de haut en bas : Pression, Température, Composantes (U,V) et module de la vitesse du vent et humidité relative.

Figure 6.4 – Correlation between AWS measurements and WRF forecasts at Djebel Aklim (Morocco). From top left to bottom right : pressure, temperature, wind velocity components U and V, Wind velocity modulus and Relative humidity.

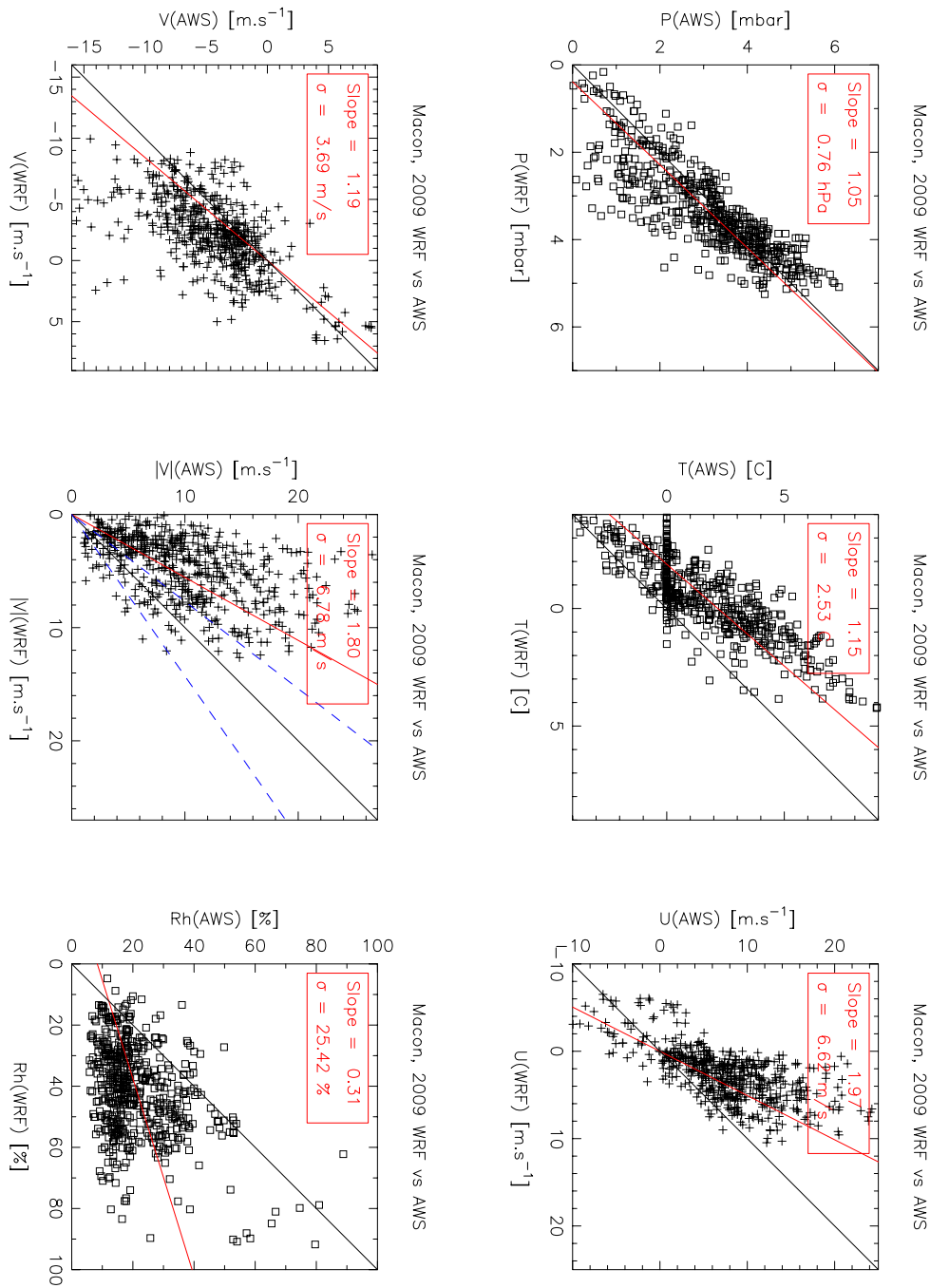


Figure 6.5 – Mêmes graphiques que la figure 6.4 pour le site de Macon (Argentine).

Figure 6.5 – Same plots as figure 6.4 but for Macon site (Argentina).

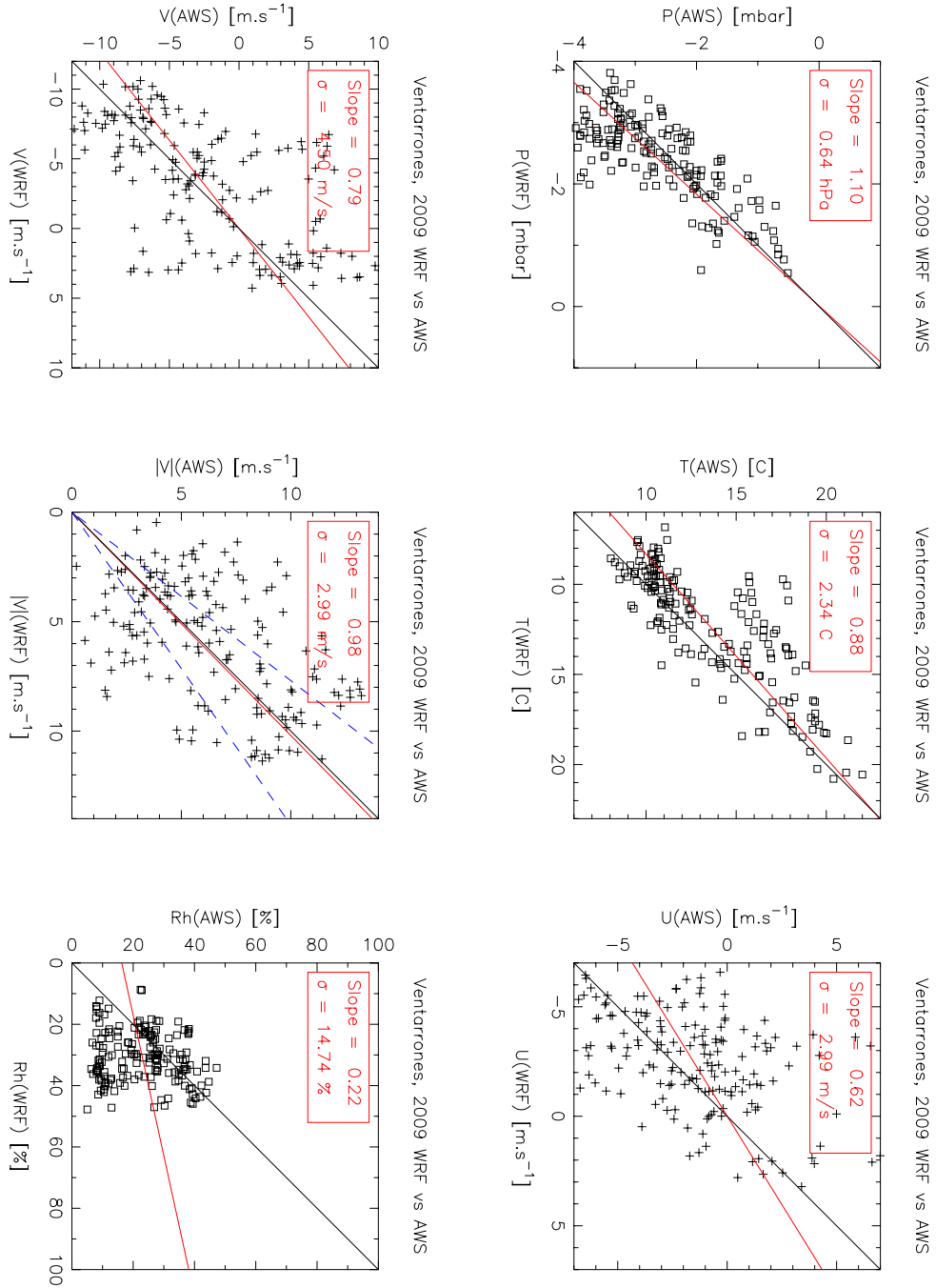


Figure 6.6 – Mêmes graphiques que la figure 6.4 pour le site de Cerro Ventarrones (Chili).

Figure 6.6 – Same plots as figure 6.4 but for Cerro Ventarrones site (Chile).

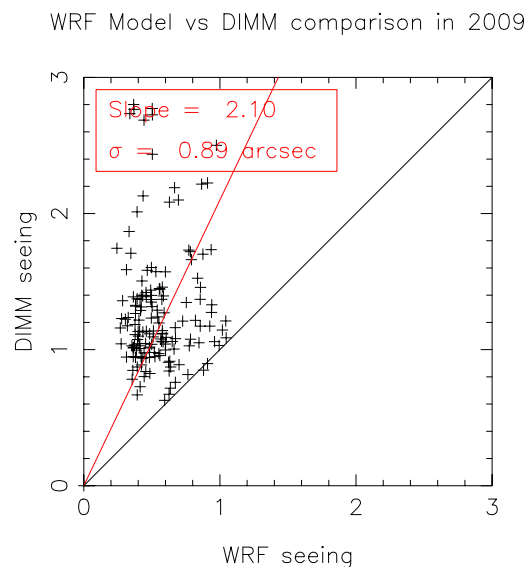


Figure 6.7 – Corrélation entre le seeing mesuré par le DIMM et prédit par WRF-TV au dessus de l’observatoire de Djebel Aklim.

Figure 6.7 – Correlation between seeing measurements (DIMM) and forecasts (WRF-TV) above Djebel Aklim.

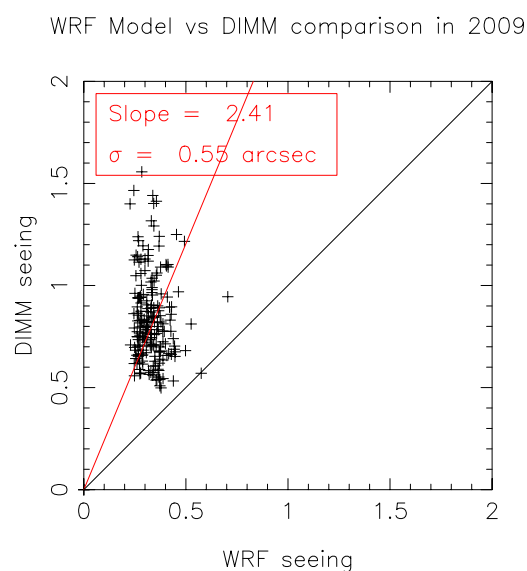


Figure 6.8 – Corrélation entre le seeing mesuré par le DIMM et prédit par WRF au dessus de l’observatoire de Macon.

Figure 6.8 – Correlation between seeing measurements (DIMM) and forecasts (WRF-TV) above Macon.

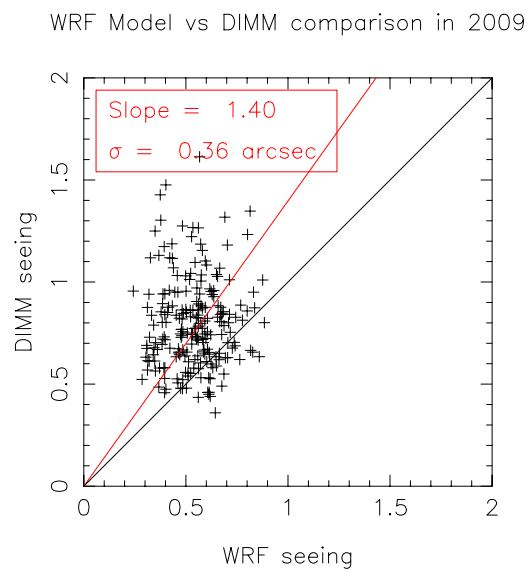


Figure 6.9 – Corrélation entre le seeing mesuré par le DIMM et prédit par WRF au dessus de l’observatoire de Cerro Ventarrones.

Figure 6.9 – Correlation between seeing measurements (DIMM) and forecasts (WRF-TV) above Cerro Ventarrones.

6.4 Variation spatiale et figure de mérite

Après avoir fait une comparaison entre les prévisions de WRF-TV et les mesures de la campagne de 2009 et celles du site de Xinglong, nous avons souhaité aller plus loin dans l'une des problématiques de ma thèse. Nous avons donc essayé de définir un moyen simple de faire une recherche de site ayant un fort potentiel pour l'astronomie au sol en utilisant uniquement notre modèle WRF-TV.

Nous avons donc essayé de montrer à la communauté d'astronomes la capacité du modèle WRF à s'adapter à l'orographie en calculant la variation spatiale de tous les paramètres optiques et météorologiques. Ensuite, nous avons mis au point un paramètre de qualité qui tient compte de plusieurs paramètres météorologiques et optiques afin de créer une carte représentant le potentiel astronomique d'une région entière, et ainsi nous pouvons définir quel lieu est le meilleur pour installer un instrument. Tout ce travail est détaillé dans l'article que nous avons publié dans la revue MNRAS en 2014.

Weather Research and Forecasting prevision model as a tool to search for the best sites for astronomy: application to La Palma, Canary Islands

C. Giordano,¹★ J. Vernin,¹ H. Trinquet² and C. Muñoz-Tuñón^{3,4}

¹Université de Nice–Sophia Antipolis, Observatoire de la Côte d’Azur, CNRS–UMR7293, Lab. Lagrange, F-06108 Nice Cedex 2, France

²DGA Maîtrise de l’information, BP 7, F-35998 Rennes Cedex 9, France

³Instituto de Astrofísica de Canarias, c/ Vía Láctea s/n, E-38205 La Laguna, Tenerife, Spain

⁴Departamento de Astrofísica, Universidad de La Laguna, E-38205 La Laguna, Tenerife, Spain

Accepted 2014 February 21. Received 2014 February 20; in original form 2013 September 2

ABSTRACT

We present a study of the spatial variation of forecast conditions at La Palma, Canary Islands. Previsions are obtained with the Weather Research and Forecasting (WRF) model in combination with the Trinquet–Vernin (TV) model, which allows us to compute the optical turbulence from the vertical gradient of the temperature and the wind velocity. The first aim of this study is to demonstrate the ability of the WRF model to reproduce the spatial evolution of the weather and especially the optical conditions, even using low-resolution input data. The second purpose is the definition of a quality parameter Q , which can be used to determine and discriminate between astronomical sites. More than 4500 h of simulations were calculated in 2009 and we present an average of these predictions over a 2D grid. The results show that the WRF model is able to simulate the spatial evolution of the weather at a better resolution than the coarse input data and it adapts the dynamic flow to the terrain orography. The quality parameter is applied to the Observatorio del Roque de los Muchachos at La Palma and shows that it is, within 2 km precision, installed at the best possible location on the island.

Key words: turbulence – atmospheric effects – methods: numerical – methods: statistical – site testing.

1 INTRODUCTION

The Weather Research and Forecasting (WRF) model is a numerical model that predicts the atmospheric conditions within a three-dimensional (3D) domain. The major interest, in an astronomical context, is to forecast optical turbulence using the refractive index structure constant C_N^2 .

Pioneering work was published by Coulman et al. (1986), followed by Bougeault et al. (1995), who used the mesoscale model PERIDOT (Prévisions à Échéances Rapprochées Intégrant des Données Observées et Télédéfectées) working under the hydrostatic assumption, coupled to a method described by Bougeault & Lacarrère (1989), to compute for the first time a map of the seeing. The non-hydrostatic mesoscale model Meso-NH was used for the first time to reconstruct the C_N^2 profile (Masciadri, Vernin & Bougeault 1999a; Masciadri, Vernin & Bougeault 1999b). Then, Masciadri & Jabouille (2001) proposed a new calibration procedure, followed by successful validation (Masciadri, Avila & Sánchez 2004). Also this technique has been used above different sites (Masciadri & Egner 2006; Hagelin, Masciadri & Lascaux 2011; Lascaux, Masciadri & Hagelin 2011). Moreover, this optical turbulence al-

gorithm has been used with the Fifth-Generation Penn State/NCAR Mesoscale Model (MM5: Cherubini et al. 2008) and with WRF (Cherubini, Businger & Lyman 2011).

Giordano et al. (2013) used the WRF (Klemp, Skamarock & Dudhia 2007) model coupled with the Trinquet–Vernin (TV) model (Trinquet & Vernin 2007) to predict the optical conditions above the Observatorio del Roque de los Muchachos (ORM) at La Palma, Canary Islands. In the aforementioned article, we compared the WRF forecasts with the measurements acquired during the European Extremely Large Telescope (E-ELT) site characterization campaign (Vernin et al. 2011) and concluded that this model can predict astronomical conditions such as the seeing ε_0 , the isoplanatic angle θ_0 or the coherence time τ_0 rather well. Some questions are as follows: what is the capability of WRF to predict the optical conditions spatially and could we use it to create a map of optical turbulence? Indeed, due to the low resolution of the input meteorological data ($1^\circ \times 1^\circ$, i.e. 110×110 km) compared with the resolution of our finest grid (1×1 km), it is necessary to study the spatial variation of these parameters in order to see whether the turbulence follows the terrain variations and whether the resolution reached by this model is sufficient to achieve a good estimation of optical turbulence.

In this article, we present the results of the simulations at La Palma. Maps of the wind velocity, cloudiness, relative humidity and precipitable water vapour are produced. More outputs regarding the

★ E-mail: cgiordano@oca.eu

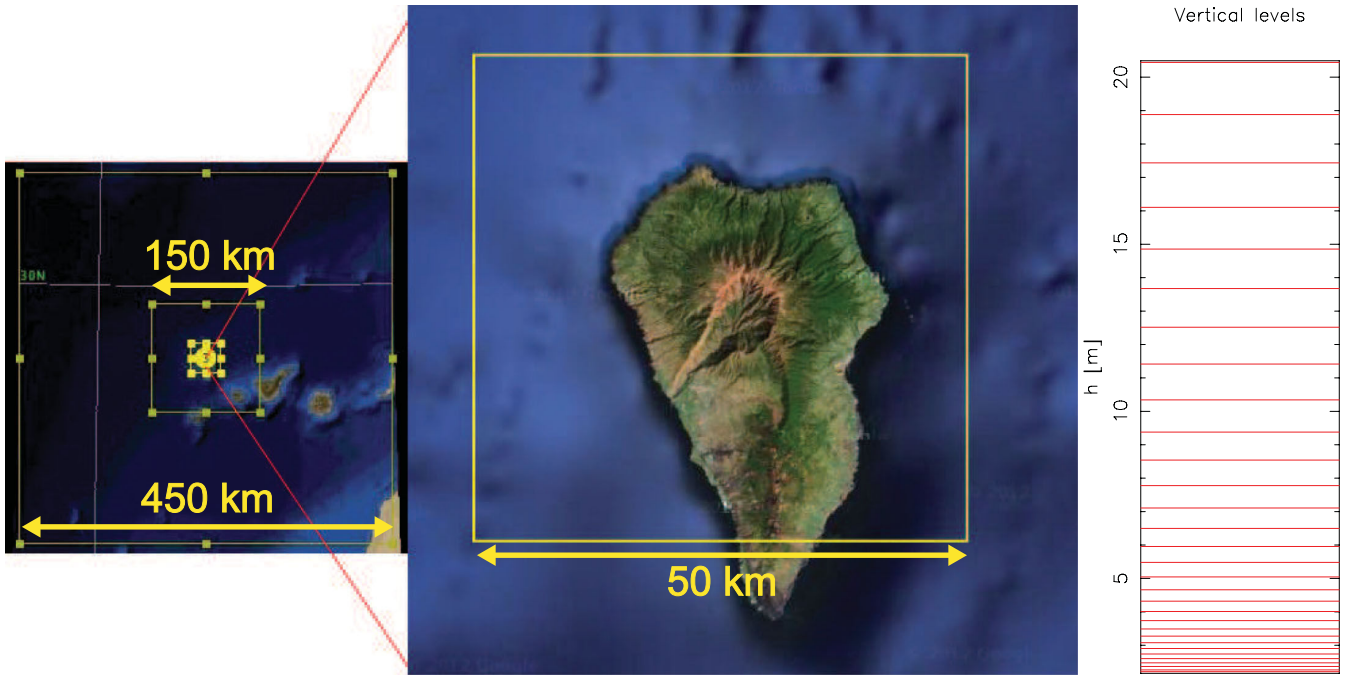


Figure 1. Areas of interest above La Palma, Canary Islands, with two nests (left panel). The initial domain is mapped with 50×50 point sampling with 9 km initial resolution. The last nesting corresponds to a 50×50 point grid with 1 km final resolution (enlargement). The right panel shows the distribution of vertical levels above the ground.

optical quality, parametrized via the ‘coherence étendue’ G_0 are also computed. In order better to assess a global parameter leading to classification of an observing site, a quality parameter Q is proposed that takes into account all the above-mentioned meteorological and optical properties.

Section 2 gives details of the parametrization and the use of the WRF model in an astronomical context. We present the domain used for simulations and the procedure to predict the optical conditions. Section 3 presents the definition of the quality parameter and then in Section 4 we present the results of this study.

2 WRF MODEL AND PARAMETRIZATION OF C_N^2

2.1 Parametrization and utilization of the WRF model

As one can see in Giordano et al. (2013), the WRF model is a mesoscale non-hydrostatic numerical weather prediction system used for both operational forecasting and atmospheric research.

This study is based on the simulations of Giordano et al. (2013), who gave a meteorological 3D forecast every hour, 24 h in advance.

The simulation was launched on our local computer every morning, for a 24 h prevision. The WRF output gives one value of the different 3D parameters every hour. All the simulations were performed with the following constant 3D domain (Fig. 1; see also Giordano et al. 2013):

- (i) a coarse grid, having a resolution of $\Delta x = \Delta y = 9$ km over a 450×450 km area,
- (ii) two consecutive nests with a ratio of 1/3 and therefore a finest horizontal grid of $\Delta x = \Delta y = 1$ km and
- (iii) 30 vertical levels, with a higher resolution at the surface layer $\Delta h_1 = 100$ m and at $\Delta h_{29} = 1500$ m (Fig. 1).

WRF was initialized with forecast data from the Global Forecast System (GFS) model downloaded from the National Centers for Environmental Prediction (NCEP) web site.¹ These data have a $1^\circ \times 1^\circ$ horizontal resolution (110×110 km), with 26 vertical levels. To initialize our real-time simulation at time t_i we need to use input data at the same t_i but also forecast data at $t_i + 6$ h in order to control simulations and especially boundary conditions.

The main schemes used for these simulations are as follows.

- (i) The microphysics scheme used is the Lin scheme (Lin, Farley & Orville 1983), which is a ‘bulk’ scheme parametrizing water vapour, cloud water, cloud ice, snow, rain, graupel and mixed-phase processes.
- (ii) The Rapid Radiative Transfer Model scheme (RRTM) based on Mlawer et al. (1997) is used for the long-wave radiation.
- (iii) The simple scheme based on Dudhia (1989) is used for the short-wave radiation.
- (iv) The Yonsei University scheme (Hong, Noh & Dudhia 2006) is used for the planetary boundary layer (PBL).

In our study, we performed about 4500 h of simulations during 2009 above the Observatorio del Roque de Los Muchachos, covering 199 d. The distribution of these days over the year is visible in Fig. 2. We have no data in January and April, because the simulation does not work at this time. Adopting an astronomical point of view, meteorological and optical parameters were selected only during the night-time, corresponding to 2272 h of simulations. Each simulation starts at 0600 UT (local time is equal to UT time at La Palma). Therefore, considering that we use only night-time data, the ‘spin up’ of the model has no influence over our results.

¹ <http://www.nco.ncep.noaa.gov/pmb/products/gfs/>

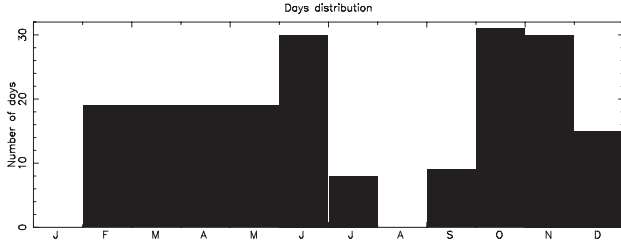


Figure 2. Distribution of forecast days during the year.

2.2 Statistical model of C_N^2

The WRF model gives vertical profiles of many physical parameters. In order to compute the values of the seeing ε_0 , the isoplanatic angle θ_0 and the coherence time τ_0 above a site, it is necessary to retrieve the vertical profile of C_N^2 . To compute this profile from any mesoscale model output, one can use different models.

(i) Vanzandt et al. (1978) developed a stochastic model based on a statistical treatment of the atmospheric vertical fine structure.

(ii) Masciadri et al. (1999b) performed a model based on the parametrization of C_N^2 depending upon some prognostic macroscopic variables, especially the mixing length deduced from the turbulent kinetic energy (TKE) and the gradient of potential temperature.

(iii) Trinquet & Vernin (2007) developed a statistical model that deduces C_N^2 from mesoscale meteorological parameters.

We used the TV model in this analysis. The temperature structure constant vertical profile, $C_T^2(h)$, is deduced from the vertical profiles of the mean potential temperature and the wind velocity forecast with WRF. C_T^2 is given by

$$C_T^2(h) = \phi(h)\chi(h)S(h)^{1/2}, \quad (1)$$

$$\chi(h) = \frac{d\bar{\theta}}{dh}, \quad (2)$$

$$S(h) = \left[\left(\frac{dV_x}{dh} \right)^2 + \left(\frac{dV_y}{dh} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (3)$$

where $\chi(h)$ (equation 2) is the vertical gradient of the mean potential temperature at altitude h , $S(h)$ (equation 3) is the vertical wind shear profile and, finally, $\phi(h)$ is a parameter deduced from analysis of about 160 meteorological balloons (see Trinquet & Vernin 2007). The profile of ϕ is presented in Table 1.

The Gladstone formula allows us to deduce the refractive index structure constant from the temperature structure constant, following the relationship

$$C_N^2(h) = \left(\frac{80 \times 10^{-6} P(h)}{T(h)^2} \right)^2 C_T^2(h)^2, \quad (4)$$

where P is the pressure in hPa and T is the absolute temperature.

Then, one can deduce all the optical parameters relevant to adaptive optics – seeing ε_0 , isoplanatic angle θ_0 and coherence time τ_0 – using expressions given in Vernin & Muñoz-Tuñón (1992) or Giordano et al. (2013). From these parameters, one can compute the Fried parameter r_0 (Roddier 1981; Coulman 1985), and the ‘coherence étendue’ G_0 ($\text{m}^2 \text{ms arcsec}^2$) (Lloyd 2004) using equations (5) and (6):

$$r_0 = 0.98 \frac{\lambda}{\varepsilon_0}, \quad (5)$$

$$G_0 = r_0^2 \tau_0 \theta_0^2. \quad (6)$$

Table 1. Vertical profile of ϕ deduced from statistical analysis.

Boundary layer		Free atmosphere	
Altitude (m)	ϕ	Altitude (m)	ϕ
5	2.834 992 0	1500	0.220 223 9
55	0.782 577 3	2500	0.123 299 4
105	0.285 124 6	3500	0.122 084 7
155	0.224 789 3	4500	0.111 699 2
205	0.233 936 9	5500	$7.956 506 3 \times 10^{-2}$
255	0.236 869 7	6500	$7.661 102 0 \times 10^{-2}$
305	0.139 371 8	7500	$9.468 948 1 \times 10^{-2}$
355	0.169 790 4	8500	$8.243 700 1 \times 10^{-2}$
405	0.135 091 6	9500	$8.556 377 9 \times 10^{-2}$
455	0.115 170 5	10 500	$7.964 827 9 \times 10^{-2}$
505	0.120 165 6	11 500	$5.956 235 9 \times 10^{-2}$
555	0.124 200 0	12 500	$4.449 683 1 \times 10^{-2}$
605	0.152 836 5	13 500	$4.532 294 3 \times 10^{-2}$
655	0.125 810 8	14 500	$3.857 794 8 \times 10^{-2}$
705	0.103 847 3	15 500	$4.923 798 9 \times 10^{-2}$
755	$9.600 337 6 \times 10^{-2}$	16 500	$4.553 578 8 \times 10^{-2}$
805	$8.320 550 6 \times 10^{-2}$	17 500	$4.589 249 6 \times 10^{-2}$
855	0.106 195 8	18 500	$3.965 354 7 \times 10^{-2}$
905	$9.471 563 2 \times 10^{-2}$	19 500	$4.126 950 0 \times 10^{-2}$
955	0.102 255 2		

3 QUALITY PARAMETER

From an astronomical point of view, one needs to create a map of the astronomical quality. In order to fit the astronomer’s requirements, we need to consider the different modes of observation. There are two main modes: high angular resolution (HAR) observations in the visible domain and the infrared (IR) observations used for adaptive optics (AO). The value of our quality parameter will depend upon the observation mode using equation (7), based on the work of Melnick & Monnet (2011) and Schöck et al. (2011):

$$Q(x, y) = C_0 \sum_{i=1}^n w_i C_i, \quad (7)$$

where n is the number of parameters used for the determination of the site quality. C_0 defines the necessary conditions allowing one to open the dome, i.e. it depends upon the probability of having a clear sky (p_{clear}), the probability of having relative humidity $R_h < 80$ per cent (p_{R_h}) and the probability of having a wind velocity $V < 15 \text{ m s}^{-1}$ (p_V):

$$C_0 = p_{\text{clear}} p_{R_h} p_V. \quad (8)$$

Indeed, if the sky is covered, or if $R_h(2 \text{ m}) > 80$ per cent and $V_h(10 \text{ m}) > 15 \text{ m s}^{-1}$, observations are impossible because the mirror is misty and the telescope cannot track correctly because of wind gusts, which induce a lot of vibration of the instrument. For example, above the ORM, for 13 per cent of the time $R_h(2 \text{ m}) > 80$ per cent, for 6 per cent $V_h(10 \text{ m}) > 15 \text{ m s}^{-1}$ and for 29 per cent there is a cloudy sky (Giordano et al. 2013).

C_i depends on the optical and meteorological parameters deduced from the WRF/TV model. w_i is the weight assigned to each mode of observation and each C_i (see Table 2).

Now we need to determine which parameters are necessary to create an astronomical quality parameter. The seeing ε_0 , the isoplanatic angle θ_0 and the coherence time τ_0 are three very important parameters showing the optical quality of the atmosphere for visible observations. In order to take infrared observations into account, we used the precipitable water vapour (PWV), which gives

Table 2. Weight of each observation mode and each parameter C_i .

Observations	$w(\varepsilon_0)$	$w(\theta_0)$	$w(\tau_0)$	$w(\text{PWV})$
HAR	1/3	1/3	1/3	0
IR+HAR	1/6	1/6	1/6	1/2
IR	0	0	0	1

important information regarding the transparency of the atmosphere. PWV represents the amount (in mm) of total water contained in the column if this water were precipitated into rain. This parameter depends greatly upon the ground altitude, which is essential in an astronomical context.

In order to have a dimensionless quality parameter, we ‘normalized’ each parameter with its value at ORM, so the C_i values are

$$C_1 = \frac{\varepsilon_0(\text{ORM})}{\varepsilon_0(x, y)}, \quad C_2 = \frac{\theta_0(x, y)}{\theta_0(\text{ORM})}, \quad (9)$$

$$C_3 = \frac{\tau_0(x, y)}{\tau_0(\text{ORM})}, \quad C_4 = \frac{\text{PWV}(\text{ORM})}{\text{PWV}(x, y)} \quad (10)$$

and C_0 becomes

$$C_0 = \frac{p_{\text{clear}}(x, y)}{p_{\text{clear}}(\text{ORM})} \times \frac{p_{R_h}(x, y)}{p_{R_h}(\text{ORM})} \times \frac{p_V(x, y)}{p_V(\text{ORM})}, \quad (11)$$

whatever the type of observation. Therefore, $Q = 1$ at the ORM location and $Q > 1$ or $Q < 1$ if the location is better or worse.

4 RESULTS

4.1 Spatial variation of optical and meteorological parameters

The ability of the WRF model to adapt to mountainous terrain is shown in Fig. 3. One can see in the left panel the instantaneous wind velocity (vector) at 10 m above ground level at 0 h, which corresponds to the initial state of the simulation. The pixel value corresponds to the orography. Almost no spatial variation is noticed over the whole area of interest, because of the low resolution of the input data. On the right panel one can see the instantaneous wind velocity after 1 h of forecasting. These two plots show that even if the input data has a low resolution ($1^\circ \times 1^\circ$), WRF is able to adapt these data to the orography before the beginning of the simulation, thanks to the WRF Preprocessing System (WPS: Giordano et al. 2013) (Fig. 3, left) and it also quickly adapts the atmospheric conditions to the presence of orography (Fig. 3, right). Indeed, one can see that, after only 1 h of simulation, the wind speed adjusts to the orography of the island. This is well known among the WRF community (Cherubini et al. 2011), but less considered by the astronomical community. Even if the input data are not finely distributed, one can hope that WRF reaches a high resolution quickly and accurately.

The second result of our study concerns the spatial variation of the cloud cover (Fig. 4), the wind velocity at 10 m above ground level (Fig. 5), the relative humidity (Fig. 6), the PWV (Fig. 7) and G_0 (Fig. 8). All these figures represent an average over all night-time data (2272 h). As one might expect, these figures show that simulations are greatly correlated to the orography. Moreover, Figs 4 and 6 are coherent, since the region where the humidity is maximum correlates well with the cloudy region.

Figs 5 and 8 show that G_0 is maximum where the wind velocity is minimum. Fig. 8 shows that G_0 is better 2 or 3 km away from the ORM, but Figs 4 and 7 show that meteorological conditions are

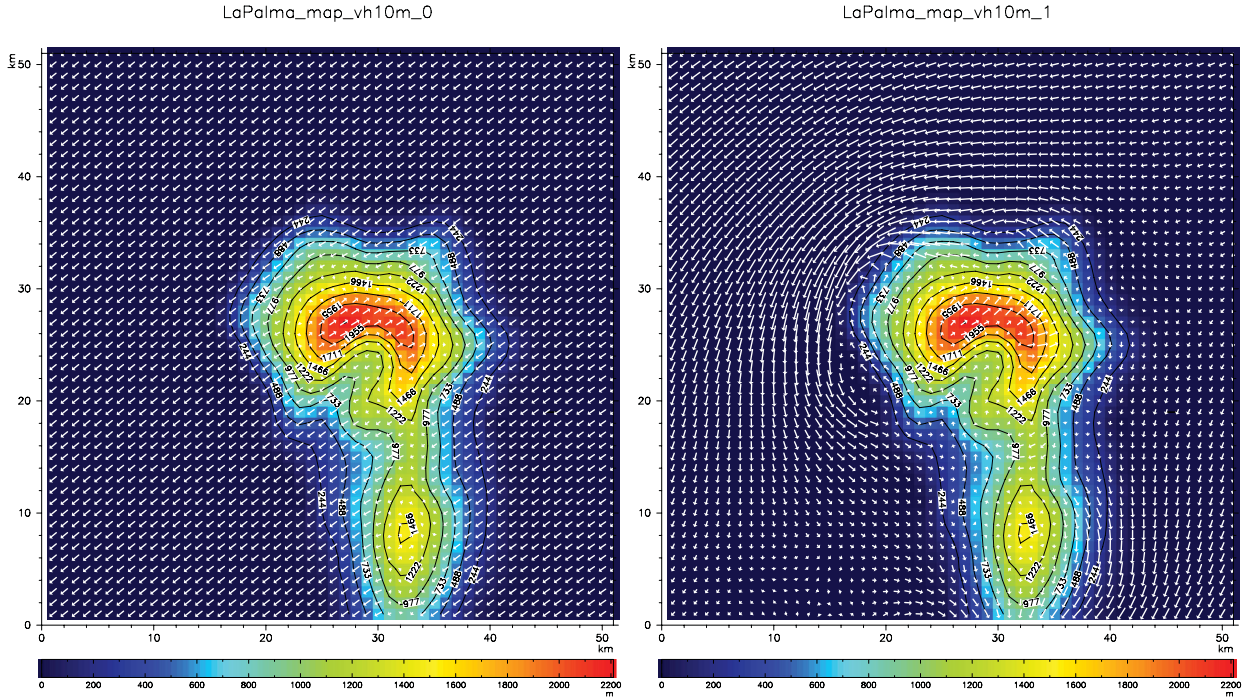


Figure 3. Instantaneous maps of the wind velocity (vectors) at La Palma, Canary Islands, at 10 m above the ground level. The pixel value corresponds to the altitude above the sea level. The left figure represents the wind velocity at 0 h, i.e. the beginning of the simulation. The right figure shows the wind velocity after 1 h of forecasting.

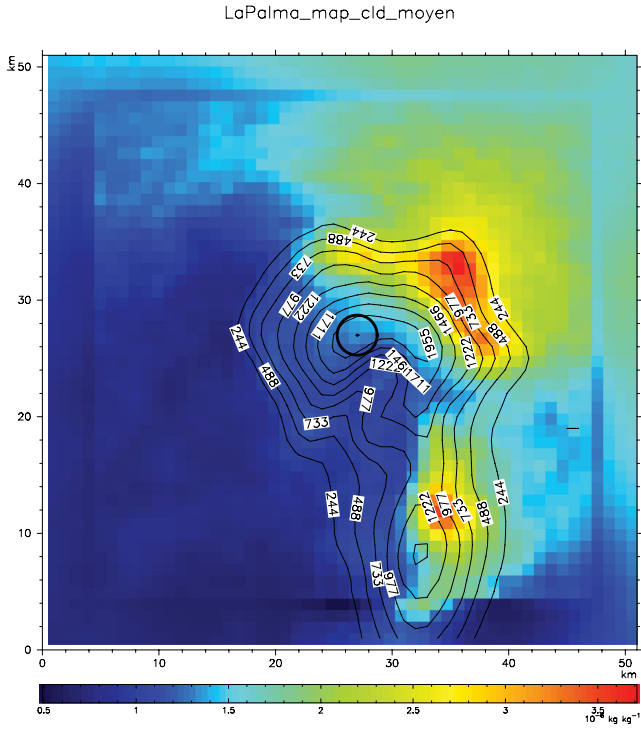


Figure 4. Map of the mean cloud cover at La Palma, Canary Islands. The ORM is within the circle. The contours represents the ground level.

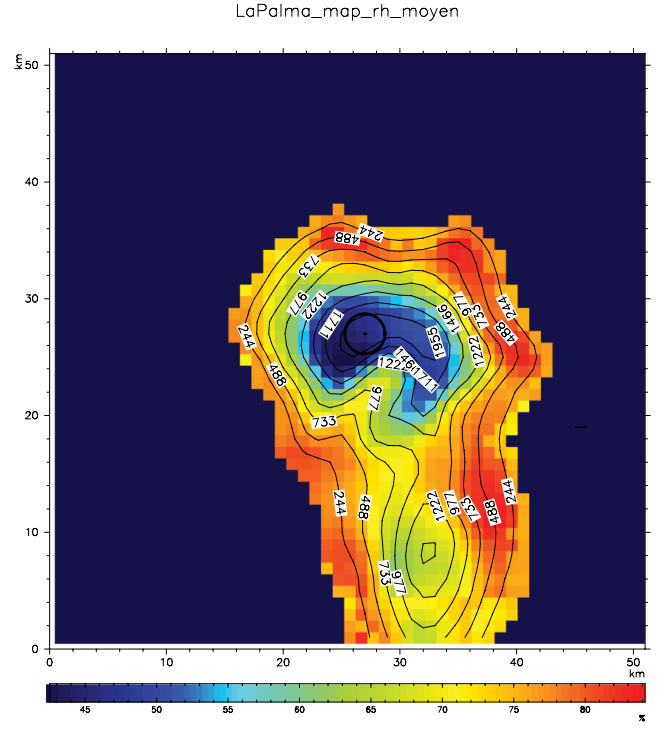


Figure 6. Map of the mean relative humidity at La Palma, Canary Islands. The ORM is within the circle. The contours represents the ground level.

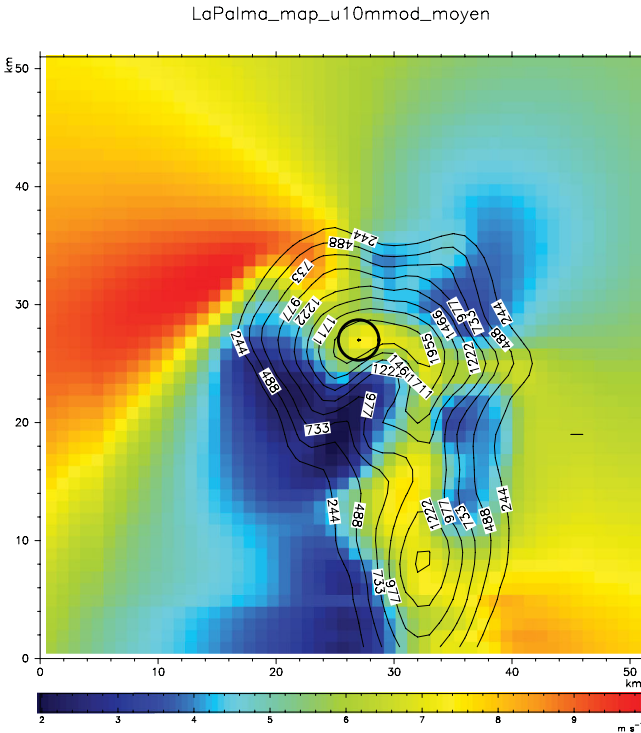


Figure 5. Map of the mean wind velocity modulus at 10 m above ground level at La Palma, Canary Islands. The ORM is within the circle. The contours represents the ground level.

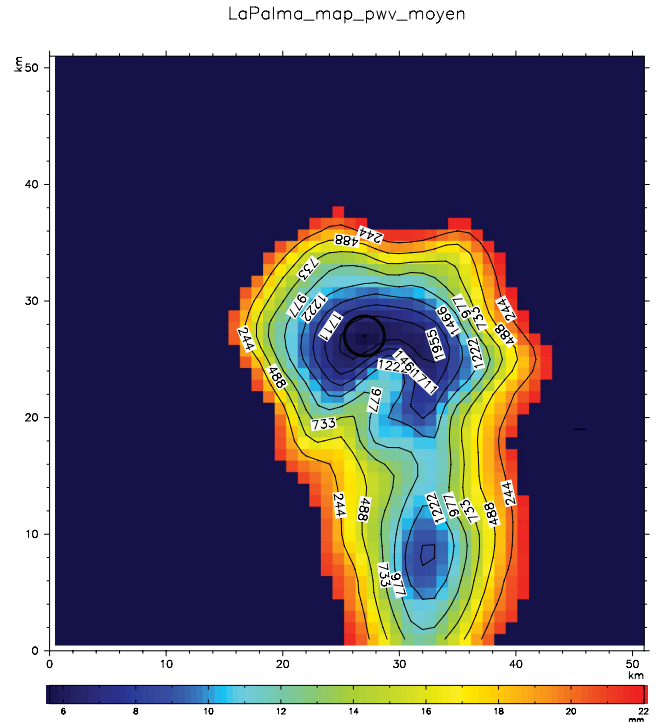


Figure 7. Map of the mean precipitable water vapour at La Palma, Canary Islands. The ORM is within the circle. The contours represents the ground level.

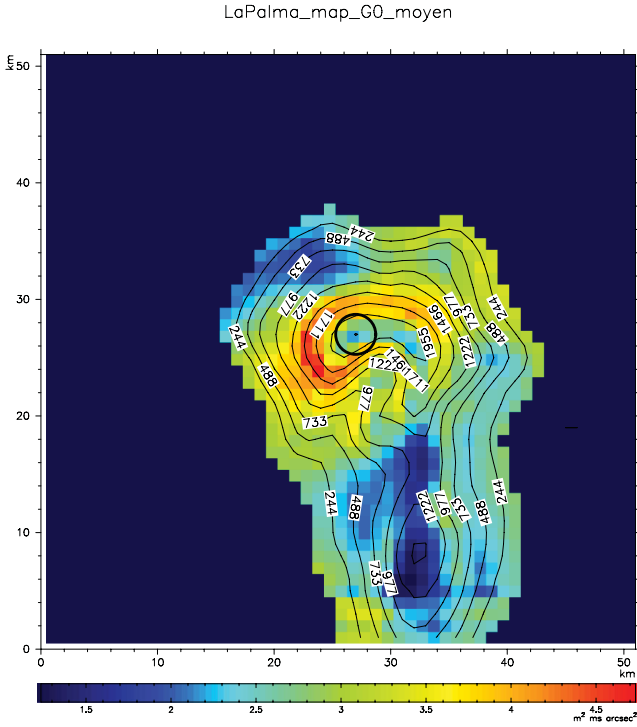


Figure 8. Map of the mean G_0 at La Palma, Canary Islands. The ORM is within the circle. The contours represent the ground level.

better at the ORM. Therefore it is interesting to create a quality parameter for the astronomical observations that depends upon both optical and meteorological parameters.

4.2 Quality parameter

As one can see in Section 3, the quality parameter depends on the mode of observation. Fig. 9 shows plots of quality parameters for the three observational modes presented in Table 2. The left plot shows that the ORM is located close to the best location for high angular resolution observations. The right plot shows that the ORM is at the best place for observations with an adaptive optics system, which work within the infrared domain. The middle plot shows a weighting of these two cases. It appears that the ORM is situated

very close to the best region of La Palma island. Indeed, the best location seems to be situated 2 km to the south-east. Considering the low resolution of our domain (1×1 km) and the low resolution of our terrain model (1×1 km), one can suppose that the ORM position is approximately situated in the circle on the figure.

5 CONCLUSION

Giordano et al. (2013) have shown that the WRF model is able to simulate meteorological and optical parameters like the pressure, temperature, wind velocity, relative humidity, cloud cover, seeing, coherence time, isoplanatic angle and coherence étendue.

This article is an introduction to work regarding the creation of a map of optical quality and shows the potential for broader site forecasting. We do not pretend to reach the same precision as reality, because we have no comparative data except at the ORM location; rather we aim simply to show the capability of WRF to take into account the orography for the astronomical community. Indeed, Section 4.1 shows that even if the input data are known with a low resolution (110×110 km), the simulations are spatially coherent with the ground orography.

We created an optical quality parameter using meteorological and optical parameters such as the precipitable water vapour, seeing, isoplanatic angle and coherence time (Section 3). This parameter allows us to know the location of the best site to perform astronomical observations. As a result, we showed that the ORM is installed very close to the best possible location on La Palma island.

In the future, we plan to improve the forecast using a finer 3D grid initialization and better terrain resolution.

ACKNOWLEDGEMENTS

We thank the WRF community for access to their software and for help during its installation. The National Oceanic and Atmospheric Administration, as well as the National Center for Atmospheric Research, are acknowledged for access to their meteorological data. We also thank the reviewer, who helped us in improving the clarity of this article.

REFERENCES

- Bougeault P., de Hui C., Fleury B., Laurent J., 1995, *Appl. Opt.*, 34, 3481
 Bougeault P., Lacarrère P., 1989, *Mon. Weather Rev.*, 117, 1872

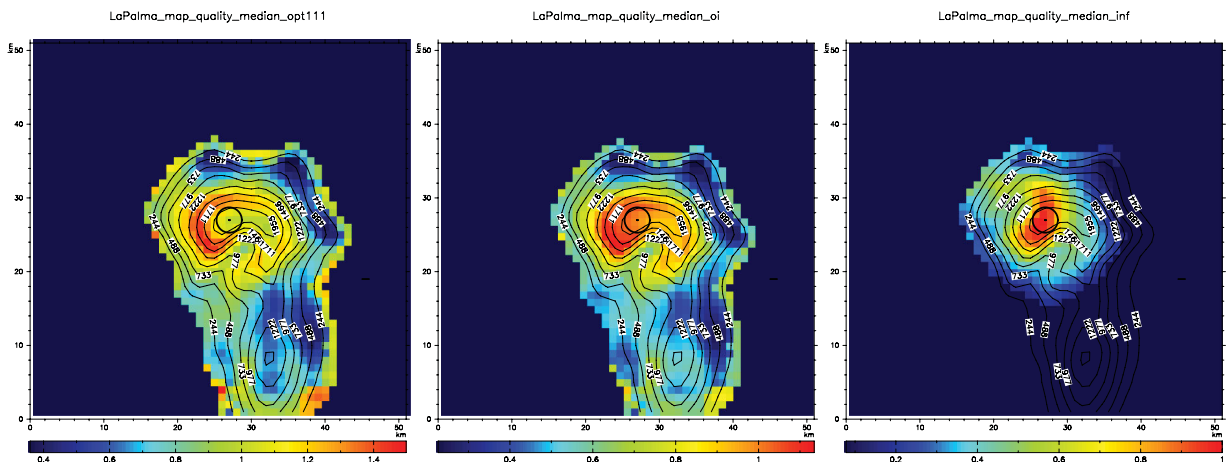


Figure 9. Map of quality parameters for visible mode only (left), visible and infrared modes (middle) and infrared mode only (right). The ORM is within the circle.

- Cherubini T., Businger S., Lyman R., 2011, in Businger S., Cherubini T., eds, *An operational perspective for modelling optical turbulence. Seeing Clearly: The Impact of Atmospheric Turbulence on the Propagation of Extraterrestrial Radiation*. VBW Publishing, Texas, p. 165
- Cherubini T., Businger S., Lyman R., Chun M., 2008, *J. Appl. Meteorol. Climatol.*, 47, 1140
- Coulman C. E., 1985, *ARA&A*, 23, 19
- Coulman C. E., Andre J.-C., Lacarrere P., Gillingham P. R., 1986, *PASP*, 98, 376
- Dudhia J., 1989, *J. Atmos. Sci.*, 46, 3077
- Giordano C., Vernin J., Vázquez Ramió H., Muñoz-Tuñón C., Varela A. M., Trinquet H., 2013, *MNRAS*, 430, 3102
- Hagelin S., Masciadri E., Lascaux F., 2011, *MNRAS*, 412, 2695
- Hong S.-Y., Noh Y., Dudhia J., 2006, *Mon. Weather Rev.*, 134, 2318
- Klemp J. B., Skamarock W. C., Dudhia J., 2007, *Mon. Weather Rev.*, 135, 2897
- Lascaux F., Masciadri E., Hagelin S., 2011, *MNRAS*, 411, 693
- Lin Y.-L., Farley R. D., Orville H. D., 1983, *J. Appl. Meteorol.*, 22, 1065
- Lloyd J. P., 2004, in Traub W. A., ed., *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conf. Ser. Vol. 5491, Optical Turbulence in the Antarctic Atmosphere*. SPIE, Bellingham, p. 190
- Masciadri E., Avila R., Sánchez L. J., 2004, *Rev. Mex. Astron. Astrofis.*, 40, 3
- Masciadri E., Egner S., 2006, *PASP*, 118, 1604
- Masciadri E., Jabouille P., 2001, *A&A*, 376, 727
- Masciadri E., Vernin J., Bougeault P., 1999a, *A&AS*, 137, 185
- Masciadri E., Vernin J., Bougeault P., 1999b, *A&AS*, 137, 203
- Melnick J., Monnet G., 2011, *Rev. Mex. Astron. Astrofis. Conf. Ser. Vol. 41, The Queue Scheduling Site Selection Merit Function for the ESO Extremely Large Telescope*, p. 36
- Mlawer E. J., Taubman S. J., Brown P. D., Iacono M. J., Clough S. A., 1997, *J. Geophys. Res.*, 102, 16663
- Roddier F., 1981, *Prog. Optics*, 19, 281
- Schöck M. et al., 2011, *Rev. Mex. Astron. Astrofis. Conf. Ser. Vol. 41, Thirty Metre Telescope (TMT) Site Merit Function*, p. 32
- Trinquet H., Vernin J., 2007, *Environ. Fluid Mech.*, 7, 397
- Vanzandt T. E., Green J. L., Gage K. S., Clark W. L., 1978, *Radio Science*, 13, 819
- Vernin J., Muñoz-Tuñón C., 1992, *A&A*, 257, 811
- Vernin J. et al., 2011, *PASP*, 123, 1334

This paper has been typeset from a \LaTeX file prepared by the author.

6.5 Calcul du profil vertical de l'échelle externe L_0

Dans cette partie, nous présentons une étude préliminaire sur le calcul du profil vertical de l'échelle externe L_0 . En 1961, Tatarskii [61] a montré que l'on peut calculer la constante de structure de la température potentielle C_θ^2 à partir de l'échelle externe L_0 et du gradient vertical de la température potentielle $\frac{d\bar{\theta}}{dz}$ selon l'équation suivante :

$$C_\theta^2 = 2.8 L_0^{4/3} \left(\frac{d\bar{\theta}}{dz} \right)^2 \quad (6.1)$$

Par conséquent, il devient facile d'utiliser cette formule couplée à la valeur de C_θ^2 déduite grâce à WRF-TV pour calculer la valeur de L_0 . La figure 6.10 montre le profil moyen de L_0 obtenu sur l'ensemble des simulations faites au-dessus de l'ORM. On constate un bon accord avec les ordres de grandeurs des valeurs mesurées par Abahamid et al. (2004) [1]. En effet, même si le site n'est pas le même, ces auteurs trouvaient près du sol des valeurs $L_0 < 4m$, et a haute altitude des valeurs $L_0 < 2m$.

De plus les valeurs de l'échelle externe de la turbulence optique déduites du modèle WRF-TV sont cohérentes avec l'épaisseur des laminae qui a été estimée inférieure à 10m (Coulman et al. 1995 [18]).

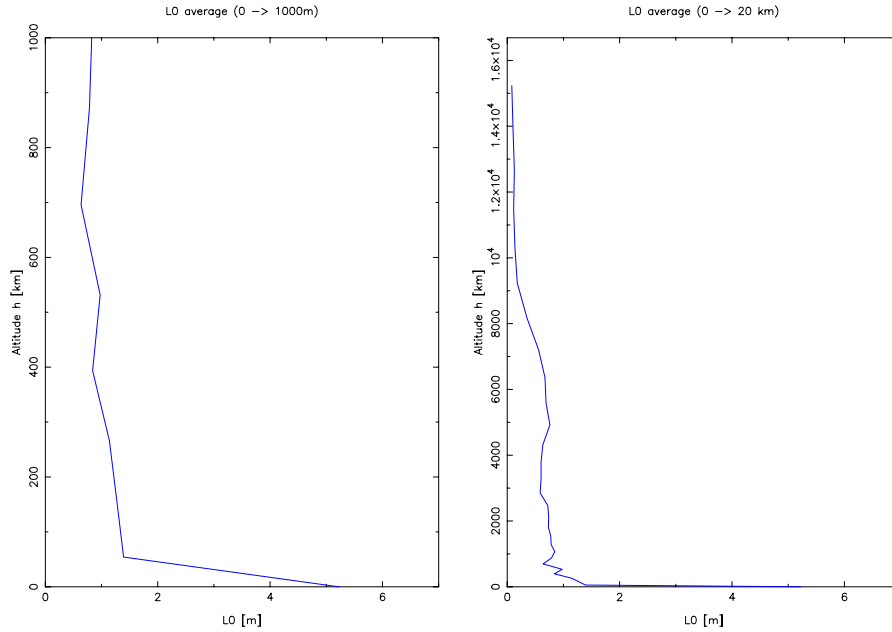


Figure 6.10 – Profil moyen de L_0 simulé par WRF-TV à La Palma. A gauche, le profil entre 0 et 1km et à droite, le profil sur toute la hauteur du domaine.

Figure 6.10 – Average profile of L_0 simulated with WRF-TV at La Palma. On the left panel, the profile between 0 and 1km and on the right panel, the profile from ground level to the top of the domain.

Au regard de ces résultats, le modèle WRF-TV semble être un bon outil pour prédire le profil de l'échelle externe. Malheureusement je n'ai pas eu le temps au cours de ma thèse d'approfondir cet aspect de la prévision, mais il serait je pense très intéressant d'étudier plus en détail le profil vertical de l'échelle externe L_0 qui joue un rôle majeur en optique atmosphérique.

Quatrième partie

**Améliorations du modèle et
Automatisation**

Chapitre 7

Optimisation des prévisions

A la suite de nos résultats prometteurs obtenus au-dessus de différents sites, il semble évident que nous devons améliorer nos prévisions afin de s'approcher au mieux des conditions réelles d'observations. Ainsi nous pourrions apporter une information plus précise tant du point de vue du flexible scheduling que de la recherche de site. Il existe quatre possibilités d'amélioration :

- Nous pouvons augmenter la résolution horizontale de notre domaine. Cela aurait pour effet d'avoir une estimation plus précise des différentes variations spatiales des paramètres météorologiques et donc optiques. Ce raffinement horizontal a aussi pour effet d'augmenter le temps de calcul car nous devons simuler l'atmosphère sur un domaine supplémentaire.
- Nous pouvons également augmenter la résolution verticale de notre domaine (voir section 7.2). Le but étant de s'approcher au maximum de l'échelle externe de la turbulence afin de la simuler au mieux. Ici aussi l'augmentation du nombre de niveaux a un impact sur le temps de calcul.
- Nous pouvons essayer d'implémenter un modèle numérique de terrain plus fin que celui utilisé dans les précédentes prévisions (la résolution était de $1 \times 1 km$). Le but de cette amélioration est d'avoir une meilleure estimation de la rugosité du sol et donc une meilleure estimation des paramètres influencés par le relief (vitesse horizontale et verticale du vent, pression, ...). Il est important de noter que dans la plupart des sites astronomiques, la contribution de la couche limite représente de 50% à 80% de la totalité de la turbulence optique, et cette couche limite étant située près du sol est très influencée par le relief.
- La dernière amélioration serait d'initialiser WRF avec des données météorologiques ayant une résolution plus fine. Pour les simulations de 2009, nous avons utilisé des données provenant du "Global Forecast System" (GFS)¹ avec une résolution de 1×1 degrés. L'amélioration de cette résolution permettrait à WRF de s'initialiser avec des conditions initiales et des conditions aux limites plus proches de la réalité.

7.1 Raffinement de la résolution horizontale et du modèle numérique de terrain

L'amélioration de la résolution horizontale nous semble être essentielle pour prédire au mieux les conditions atmosphériques. Il paraît évident qu'une maille plus fine donne des prévisions plus

1. <http://www.ncdc.noaa.gov/data-access/model-data/model-datasets/global-forecast-system-gfs>

précises, et nous avons cherché à savoir quel est l'impact obtenu grâce à ce raffinement. Dans la suite, nous sommes passés d'une résolution horizontale de $1 \times 1km$ à $0.3 \times 0.3km$.

L'autre point cité précédemment est la résolution du modèle de terrain. Dans la nature, le relief est l'une des principales causes des variations météorologiques. En effet, c'est lui qui va interagir avec les écoulements près du sol, et essentiellement avec la vitesse du vent. Il paraît donc important que, si l'on souhaite avoir une bonne simulation, il nous faut avoir une meilleure modélisation du relief. C'est pourquoi nous avons cherché un modèle orographique plus fin pour initialiser nos simulations. Nous avons trouvé un modèle numérique de terrain ayant une résolution de $90 \times 90m$ mesuré par le NASA Shuttle Radar Topographic Mission (SRTM)². Nous avons ensuite implémenté et paramétré ce modèle dans WRF.

7.1.1 Présentation de l'article

Nous montrons les résultats de cette étude dans l'article Giordano et al. 2014 [24] que j'ai présenté oralement lors de la conférence SPIE à Montréal en juin 2014 (annexe E.4). Nous avons lancé nos simulations sur une semaine complète, et nous avons comparé nos prévisions avec les mesures disponibles en 2009. Pour des raisons de temps de calcul, il ne nous a pas été possible, dans le temps de ma thèse, de conduire cette comparaison sur l'ensemble des données de 2009.

Nous pouvons noter que les domaines utilisés ne sont pas les mêmes que ceux des articles précédents. Nous avons maintenant des domaines imbriqués de 100×100 points afin de mieux prendre en compte les phénomènes à grande échelle et les cas où la vitesse du vent est grande. Ainsi nous avons une meilleure simulation à l'intérieur de chaque domaine.

2. <http://srtm.csi.cgiar.org>

Seeing and ground meteorology forecast for site quality and observatory operations

C. Giordano^a, J. Vernin^a, C. Muñoz-Tuñón^{b,c}, H. Trinquet^d

^aUniversité de Nice-Sophia Antipolis, Observatoire de la Côte d'Azur, CNRS-UMR7293, Lab. Lagrange, 06108 Nice Cedex 2, France;

^bInstituto de Astrofísica de Canarias, c/ Vía Láctea s/n, E-38205, La Laguna, Tenerife, Spain;

^cDepartamento de Astrofísica; Universidad de La Laguna E-38205, La Laguna, Tenerife, Spain;

^dDGA Maîtrise de l'information, BP 7 35998 RENNES CEDEX 9, France

ABSTRACT

The quality of astronomical observations is strongly related to the quality properties of the atmosphere. This parameter is important for the determination of the observation modes, and for observation program, the so-called flexible scheduling. We propose to present the implementation of the WRF model in order to routinely and automatically forecast the optical conditions. The purpose of our study is to predict 24 hours ahead the optical conditions above an observatory to optimize the observation time, not only the meteorological conditions at ground level, but also the vertical distribution of the optical turbulence and the wind speed, i.e the so-called astronomical seeing. The seeing is computed using the Trinquet-Vernin model coupled with the vertical profiles of the wind shear and the potential temperature predicted by the WRF model. We made a comparison between the WRF output and the in situ measurements made with the DIMM and an automatic weather station above the Observatorio del Roque de los Muchachos, Canary Island. Here we show that the increase of resolution in both the terrain model and 3D grid yields better forecast when compared with in situ optical and meteorological observations.

Keywords: Turbulence, atmospheric optics, numerical method, forecasting, flexible scheduling, seeing

1. INTRODUCTION

With the new generation of telescope, the cost of utilisation has been really increase, but the management of this instrument does not take into account the optical quality of the atmosphere. Therefore, the observational time is not optimized and there are losses of time and money to the detriment of scientific advances. It is then important to improve the management by taking into account the optical conditions above a site. This is called the flexible scheduling.

The idea to simulate and forecast the optical turbulence was born with a pioneering work of Coulman et al. 1986.¹ This idea has been followed by several study, such as Bougeault et al. 1995² using PERIDOT model coupled to a method described by Bougeault and Lacarrre 1989³ to compute a seeing map. Then Masciadri et al. 1999^{4,5} and 2001⁶ used Meso-Nh model to reconstruct the profile of the C_N^2 . This model has been used and validate above different site (see Masciadri et al. 2004,^{7,8} Hagelin et al. 2011⁹ and Lascaux et al. 2011¹⁰). Also the MM5, and the WRF model coupled with the algorithm of Masciadri et al. have been used respectively in Cherubini et al. 2008¹¹ and 2011.¹²

Giordano et al. 2013,¹³ and 2014¹⁴ used the WRF model (see Klemp et al. 2007¹⁵) coupled with the Trinquet-Vernin (TV) model (Trinquet & Vernin 2007¹⁶) to forecast the optical conditions and to define a map of astronomical quality at La Palma, Canary Islands, and especially above the Observatorio del Roque de los Muchachos (ORM). These studies lead us to say that the WRF/TV model is able to forecast meteorological and optical parameters such as the pressure, the temperature, the wind velocity, the seeing ε_0 , the isoplanatic angle

E-mail: cgiordano@oca.eu, Telephone: (+33) 6 87 31 52 39

θ_0 , and the coherence time τ_0 . It is also able to show that the ORM is installed, from an astronomical point of view, around the best location of La Palma island.

We will present the results of the improvement of the resolution of our domain, and the resolution of the terrestrial data used for simulate the atmospheric conditions. Comparisons are made on one week of forecasting. We used seeing measured with the Differential Image Motion Monitor (DIMM) and the meteorological parameters measured with the Automatic Weather Station (AWS) in 2009 during the European Extremely Large Telescope (E-ELT) site characterization campaign (see Vernin et al. 2011¹⁷).

Section 2 presents the WRF/TV model parameterization and its use in an astronomical context. Section 3 presents the three different simulations made for our study, and section 4 presents the results of these simulations.

2. WRF/TV MODEL AND PARAMETERIZATION

2.1 Presentation of WRF

The Weather Research and Forecasting (WRF) model (see Klemp et al. 2007¹⁵) is a mesoscale non-hydrostatic numerical weather prediction system developed at the National Center for Atmospheric Research (NCAR).

The interest of this software is its large number of possibilities. One can choose between a lot of different schemes such as:

- microphysics
- planetary boundary layer
- short and long wave radiation
- cloud parametrization

WRF allows also to easily create a domain, with a given horizontal and vertical resolution. From this domain it is possible to define several nests (vertically and horizontally) which improve the 3D grid resolution. Also it is possible to implement different topography model with different resolution in function of the use that we need. A precise definition of the domains and orographic model used in this study is shown in section 3.

The choice of the scheme depends upon the domain (size and localisation), and the atmospheric parameters wanted. The domains chosen depends upon what we want to simulate (large scale or small scale phenomena).

A more detailed presentation of this model is shown in Giordano et al. 2013¹³ and 2014.¹⁴

2.2 Statistical model of the C_N^2

WRF model gives vertical profiles of many physical parameters. To compute the values of the seeing ε_0 , the isoplanatic angle θ_0 and the coherence time τ_0 above a site, it is necessary to retrieve the vertical profile of the refractive index structure constant C_N^2 which measure the optical turbulence intensity. To compute this profile from any meso-scale model output, we used the Trinquet-Vernin (TV) model (see Trinquet et al. 2007¹⁶). It is a statistical model deduced from the analyse of a large number of balloon sounding. The temperature structure constant vertical profile, $C_T^2(h)$, is deduced from the mean potential temperature, and the wind velocity forecasted with WRF. C_T^2 is given by:

$$C_T^2(h) = \phi(h) \chi(h) S(h)^{1/2} \quad (1)$$

$$\chi(h) = \frac{d\bar{\theta}}{dz} \quad (2)$$

$$S(h) = \left[\left(\frac{dV_x}{dz} \right)^2 + \left(\frac{dV_y}{dz} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (3)$$

where $\chi(h)$ (eq. 2) is the vertical gradient of the mean potential temperature at altitude h , $S(h)$ (eq. 3) is the vertical wind shear profile, and finally $\phi(h)$ is a parameter deduced from about 160 meteorological balloons analysis. The detailed profile of ϕ is presented in Giordano et al. 2014.¹⁴

The Gladstone formula allows to deduce the refractive index structure constant C_N^2 from the temperature structure constant C_T^2 following the relationship:

$$C_N^2(h) = \left(\frac{80 \cdot 10^{-6} P(h)}{T(h)^2} \right)^2 C_T(h)^2 \quad (4)$$

where P is the pressure in hPa , and T is the absolute temperature.

Then, one can deduce all the optical parameters relevant to adaptive optics: seeing ε_0 , isoplanatic angle θ_0 and coherence time τ_0 using expressions given in Vernin et al. 1992¹⁸ or Giordano et al. 2013.¹³

3. IMPROVEMENT OF WRF/TV RESULTS

As we said in section 2.1, the WRF model allows to create our own domain using our own horizontal and vertical resolution, and some nests. Then WRF uses this domain, a terrain model, and an initialization file containing meteorological value to create WRF inputs. This part is achieved thanks to the WRF preprocessing system (see Giordano et al. 2013¹³).

In this study we compare the impact of two different resolutions of the domain, and two different resolutions of terrain model. We made one week simulation from 2009, June 1st to June 8th, and we compared all the results with measurements acquired during the E-ELT site characterization campaign at La Palma in 2009. During this week we have simultaneously the previsions of WRF and the measured from the AWS and the DIMM.

The first thing that we compared is the influence of the grid resolution on the results. We made simulations with two different domains having a finest grid with a resolution of respectively 1 km x 1 km and 0.33 km x 0.33 km.

The second comparison is about the resolution of the terrestrial data. It seems evident that a more precise terrain model lead to a better simulation of atmospheric flows. So we create a new topography model using the NASA Shuttle Radar Topographic Mission* (SRTM) data, and we implement it in the WRF model.

Table 1 shows the detailed definition of our domain, and the parametrization used for each one. Only the main parameters of the simulation are shown in this table.

Table 1. Definition of the three simulation: domains and parametrization

Simulation	Number 1	Number 2	Number 3
Coarse Grid resolution	27 km	27 km	27 km
Number of nest	3	4	4
Finest grid resolution	1km	0.33 km	0.33 km
Number of grid point	100 x 100	100 x 100	100 x 100
Terrain model resolution	1 km	1 km	0.09 km
Microphysics scheme	Thompson et al. ²⁰ RRTM ²¹ Goddard ²³ MYJ ²⁵		
Longwave radiation			
Shortwave radiation			
PBL scheme			

From this table on can see that the microphysics, the shortwave radiation, and the Planetary boundary layer (PBL) schemes are the same for our three simulations. Then the comparison is done only for the resolution of the domain and the terrain model.

*<http://srtm.csi.cgiar.org>

4. RESULTS

To start the simulations, the WRF preprocessing system (WPS) need the terrain model, and the 3D domain. This software interpolates input data (terrain and meteorological parameters) to the domain created by the user. Figure 1 shows the results of the preprocessing by plotting a map of the topography at La Palma for the three simulations. The left figure corresponds to a domain and a terrain model having a resolution of 1×1 km. The middle figure corresponds to a 0.33×0.33 km domain and a 1×1 km terrain model. And the right figure corresponds to the 0.33×0.33 km domain and the 0.09×0.09 km terrain model. One can see that the orography is smooth in the left and middle figure, but even if the terrain model is the same, the resolution of our finest grid leads to a more sharp map. Then the right figure shows the result with the finest terrain model. One can see that the map is closer to reality. This difference is very important to simulate the flow over the terrain, and we hope to reach a better precision in our simulation.

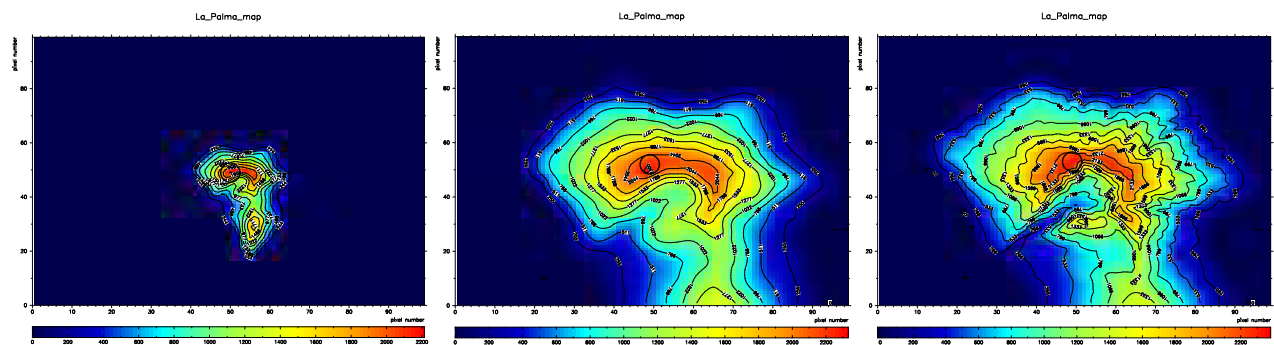


Figure 1. Plot of the topography map for the three simulations. Pixel values and contours represent the ground altitude. From the left to the right, simulation 1, 2 and 3 (see table 1). The scale visible in the right panel is the same for the three figures.

Figure 2 represent a crop of the vertical component W of the wind speed for the three simulations. From this figure one can see the difference in the topography, with a more detailed orography for the third simulation having a best terrain model (right panel). The second observation is the influence of the domain resolution. Regarding the left and middle panel, even if the terrain model is the same, the orography is not identical (thanks to the interpolations made by WPS), and values of the wind speed are different. On the right panel the variation of the wind speed is more important, not only at ground level but also at high altitude, highlighting the influence of the orography.

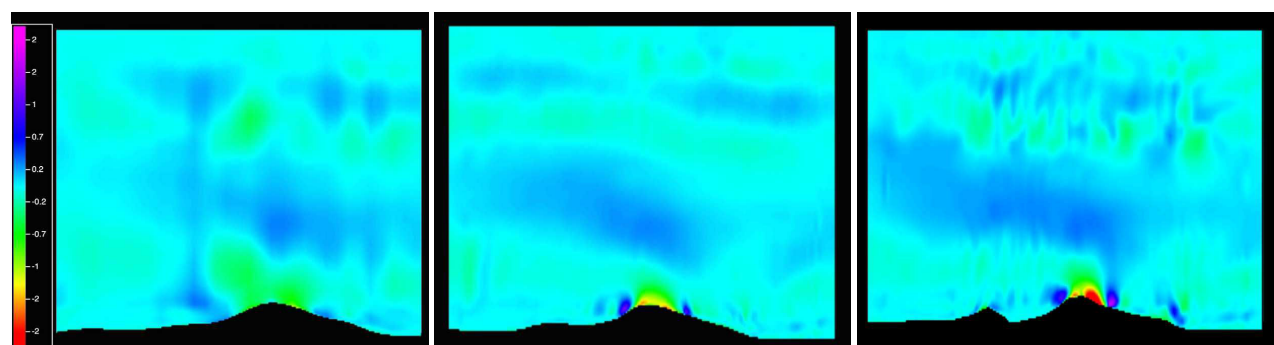


Figure 2. Crop of the vertical component of the wind velocity for the three simulations. From the left to the right, simulation 1, 2 and 3 (see table 1).

The third comparison is made on the meteorological parameters. We used measurements made with the automatic weather station (AWS) to compare the ground parameters such as the pressure, the temperature, and the wind velocity. Figures 3 to 5 show the correlation between WRF outputs and measurements of the aforementioned parameters for the three simulations. For each plot we computed the slope, the correlation

coefficient, and the standard deviation. From these figures, it appears than the pressure, the temperature and the wind speed modulus are better predicted when the resolution of the domain and the terrain model is finer. Indeed for the pressure, the correlation coefficient and the standard deviation change respectively from 0.69 to 0.76 and from 0.77 hPa to 0.71 hPa. For the temperature, they change respectively from 0.89 to 0.92 and from 1.51 K to 1.33 K. For the wind speed they change respectively from 0.52 to 0.61 and from $3.05m\ s^{-1}$ to $2.88m\ s^{-1}$.

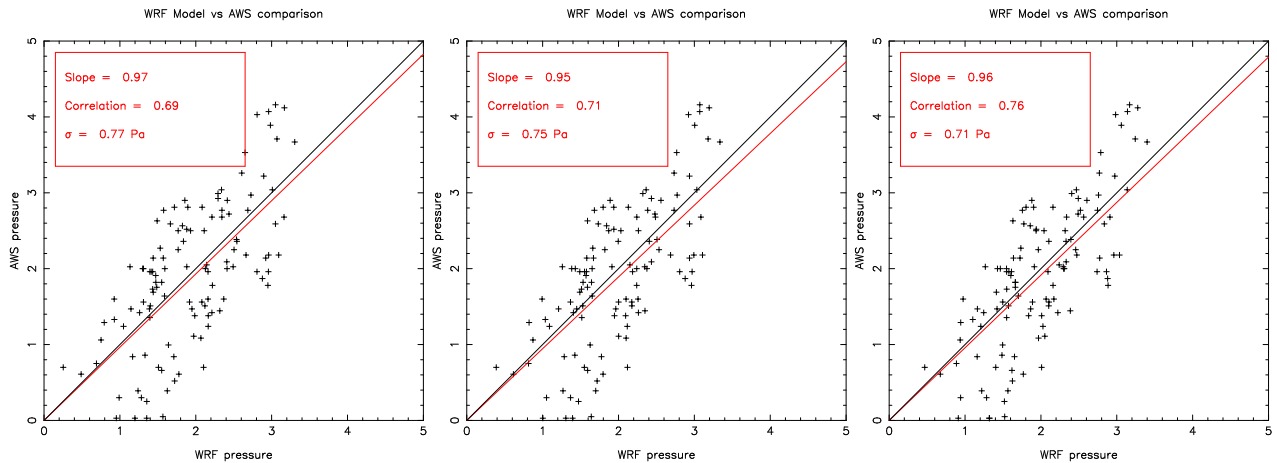


Figure 3. Correlation between measurements and prediction for the pressure at ground level. From the left to the right, simulation 1, 2 and 3 (see table 1).

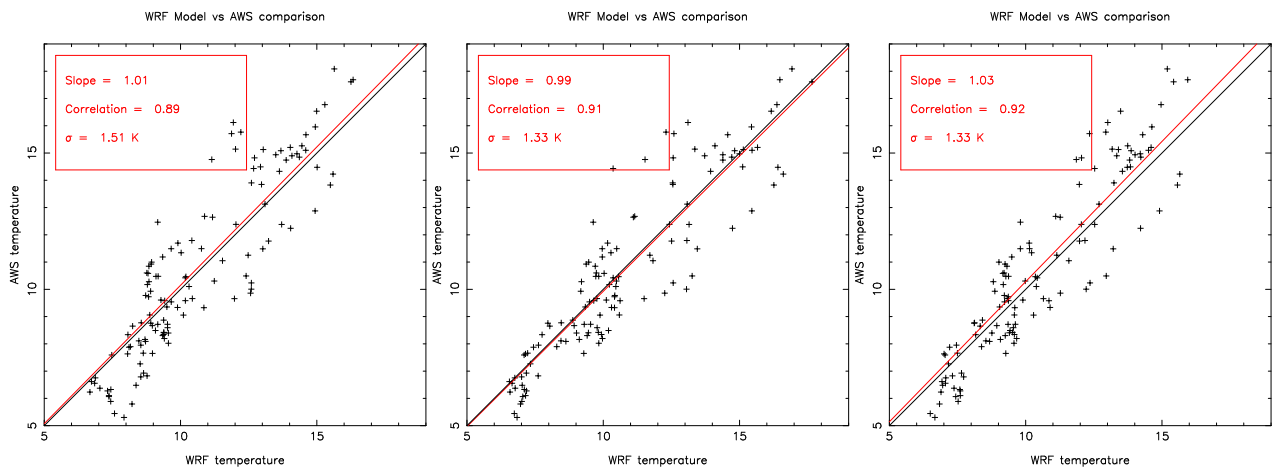


Figure 4. Correlation between measurements and prediction for the temperature at ground level. From the left to the right, simulation 1, 2 and 3 (see table 1).

The fourth comparison is about the seeing. Figure 6 shows that the resolution of the domain is very important because results on the middle and left panel are better than in the first panel corresponding to the low resolution simulation. Indeed the correlation coefficient is 15% better for the third simulation and 30% better for the second simulation, and the standard deviation is weaker for the second simulation, and equal for the others. Moreover, the value of the slop is better when the domain has a finest resolution. The last thing that one can said is that for the seeing, the improvement of the terrain model resolution seems not to be an advantage because the results is not better than with the other model, for the same domain resolution.

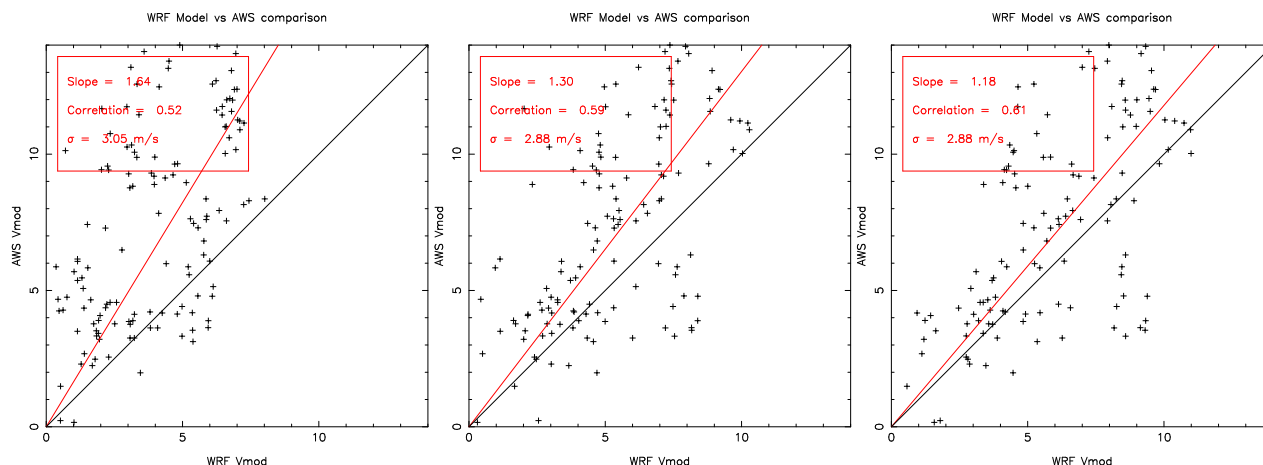


Figure 5. Correlation between measurements and prediction for the wind speed modulus at ground level. From the left to the right, simulation 1, 2 and 3 (see table 1).

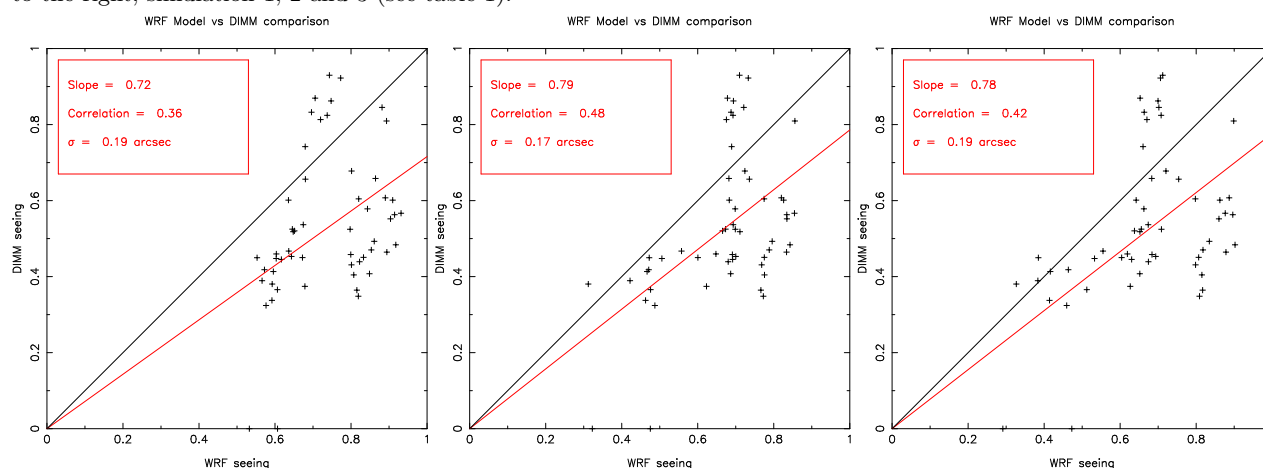


Figure 6. Correlation between measurements and prediction for the seeing. From the left to the right, simulation 1, 2 and 3 (see table 1).

5. DISCUSSION

In Giordano et al. 2013¹³ we showed that the WRF model is able to predict the weather and the optical turbulence with a rather good precision. Considering the characteristic scale of the optical turbulence, we thought that the finest resolution of 1 x 1km was not enough to reach the best precision, and we wanted to increase the accuracy of our forecast to really improve the flexible scheduling, and to create the best possible map of site quality. In this paper we proposed a study of the incidence of the resolution on forecasting. Section 4 showed that with a terrain model with a 1 x 1 km resolution, the results are better for the seeing, the temperature, the wind speed, and the pressure forecasts when the domain has a better resolution (0.33 x 0.33 km).

Considering the improvement of terrain model resolution, it appears that results are better for all atmospheric parameters at ground level, but not for the seeing, even if the results are very encouraging.

Now it is interesting to look at the evolution of the seeing during the night. Figure 7 shows this evolution for one night. This figure shows that the seeing presents more variations when the resolution of the domain is higher. This phenomena is more realistic. Also the difference between the terrain model seems not really important, but the mean value of the seeing is closer that the one measured with the DIMM, and the trend seems to be rather closer to the trend from DIMM's measurements for the terrain model having the finest resolution.

Regarding all these results, one can conclude that better is the resolution of our domain better is the forecasting from WRF. Also the terrain model has an incidence on the simulation, and it should be as fine as possible to

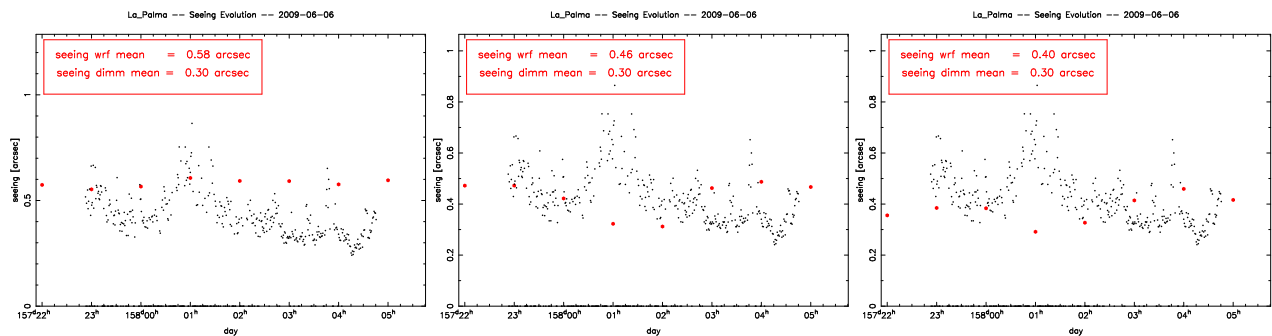


Figure 7. Evolution of the seeing measured by the DIMM (black) and predict with WRF (red point). From the left to the right, simulation 1, 2 and 3 (see table 1).

have a good estimation of the dynamic flow above the ground. Its influence should be more visible if the resolution of our domain was closer to the resolution of the orographic data. However, there are two main problems for these improvements:

- The computational time for a simulation using one domain and four nets with a final resolution of 0.33×0.33 km, and 100×100 grid points is about 3:20. Refine this resolution would add one domain, and the computational time would be not enough to use our model for the flexible scheduling.
- The second problem come from the refinement of the terrain model. Indeed a good resolution lead to have a rougher terrain, and some instability for the simulation of the wind velocity could appear, stopping the simulation.

If we have a higher resolution for the initialization data, the forecasts would be also more accurate. In this study we used input data having a resolution of 1×1 degree (110×110 km) which is very weak comparing to our coarse grid (27×27 km). Now global data are available with a resolution of 0.5×0.5 degree from the Global Forecast System (GFS)[†], and 0.125×0.125 degree from the European Center for Medium-range Weather Forecast (ECMWF)[‡].

6. ACKNOWLEDGEMENTS

REFERENCES

- [1] Coulman, C. E., Andre, J.-C., Lacarrere, P., and Gillingham, P. R., "The observation, calculation, and possible forecasting of astronomical seeing," *PASP* **98**, 376–387 (Mar. 1986).
- [2] Bougeault, P., de Hui, C., Fleury, B., and Laurent, J., "Investigation of seeing by means of an atmospheric mesoscale numerical simulation," *Applied Optics* **34**, 3481 (June 1995).
- [3] Bougeault, P. and Lacarrère, P., "Parameterization of orographic induced turbulence in a mesobeta scale model," *Monthly Weather Review* **117**, 1872–1890 (1989).
- [4] Masciadri, E., Vernin, J., and Bougeault, P., "3D mapping of optical turbulence using an atmospheric numerical model. I. A useful tool for the ground-based astronomy," *Applied Optics* **137**, 185–202 (May 1999).
- [5] Masciadri, E., Vernin, J., and Bougeault, P., "3D mapping of optical turbulence using an atmospheric numerical model. II. First results at Cerro Paranal," *Applied Optics* **137**, 203–216 (May 1999).
- [6] Masciadri, E. and Jabouille, P., "Improvements in the optical turbulence parameterization for 3D simulations in a region around a telescope," *A&A* **376**, 727–734 (Sept. 2001).
- [7] Masciadri, E., Avila, R., and Sánchez, L. J., "Statistic Reliability of the Meso-Nh Atmospheric Model for 3D C[N]2 simulations," *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica* **40**, 3–14 (Apr. 2004).

[†]<http://www.emc.ncep.noaa.gov/index.php?branch=GFS>

[‡]<http://www.ecmwf.int>

- [8] Masciadri, E. and Egner, S., "First Seasonal Study of Optical Turbulence with an Atmospheric Model," PASP **118**, 1604–1619 (Nov. 2006).
- [9] Hagelin, S., Masciadri, E., and Lascaux, F., "Optical turbulence simulations at Mt Graham using the Meso-NH model," MNRAS **412**, 2695–2706 (Apr. 2011).
- [10] Lascaux, F., Masciadri, E., and Hagelin, S., "Mesoscale optical turbulence simulations above Dome C, Dome A and South Pole," MNRAS **411**, 693–704 (Feb. 2011).
- [11] Cherubini, T., Businger, S., Lyman, R., and Chun, M., "Modeling Optical Turbulence and Seeing over Mauna Kea*," Journal of Applied Meteorology and Climatology **47**, 1140 (2008).
- [12] Cherubini, T., Businger, S., and Lyman, R., [An operational perspective for modeling optical turbulence. Seeing Clearly: The Impact of Atmospheric Turbulence on the Propagation of Extraterrestrial Radiation.], 165–182, S. Businger and T. Cherubini, Eds., VBW Publishing (2011).
- [13] Giordano, C., Vernin, J., Vázquez Ramió, H., Muñoz-Tuñón, C., Varela, A. M., and Trinquet, H., "Atmospheric and seeing forecast: WRF model validation with in situ measurements at ORM," MNRAS **430**, 3102–3111 (Apr. 2013).
- [14] Giordano, C., Vernin, J., Trinquet, H., and Muñoz-Tuñón, C., "Weather Research and Forecasting prevision model as a tool to search for the best sites for astronomy: application to La Palma, Canary Islands," MNRAS **440**, 1964–1970 (May 2014).
- [15] Klemp, J. B., Skamarock, W. C., and Dudhia, J., "Conservative Split-Explicit Time Integration Methods for the Compressible Nonhydrostatic Equations," Monthly Weather Review **135**, 2897 (2007).
- [16] Trinquet, H. and Vernin, J., "A statistical model to forecast the profile of the index structure constant C_N^2 ," Environmental Fluid Mechanics **7**, 397 (Sept. 2007).
- [17] Vernin, J., Muñoz-Tuñón, C., Sarazin, M., Vázquez Ramió, H., and et al., "European Extremely Large Telescope Site Characterization I: Overview," PASP **123**, 1334–1346 (Nov. 2011).
- [18] Vernin, J. and Muñoz-Tuñón, C., "Optical seeing at La Palma Observatory. I - General guidelines and preliminary results at the Nordic Optical Telescope," Astron. & Astrophys. **257**, 811–816 (Apr. 1992).
- [19] Lin, Y.-L., Farley, R. D., and Orville, H. D., "Bulk Parameterization of the Snow Field in a Cloud Model," Journal of Applied Meteorology **22**, 1065–1092 (June 1983).
- [20] Thompson, G., Field, P. R., Rasmussen, R. M., and Hall, W. D., "Explicit Forecasts of Winter Precipitation Using an Improved Bulk Microphysics Scheme. Part II: Implementation of a New Snow Parameterization," Monthly Weather Review **136**, 5095 (2008).
- [21] Mlawer, E. J., Taubman, S. J., Brown, P. D., Iacono, M. J., and Clough, S. A., "Radiative transfer for inhomogeneous atmospheres: RRTM, a validated correlated-k model for the longwave," Journal of Geophysical Research **102**, 16663 (July 1997).
- [22] Dudhia, J., "Numerical Study of Convection Observed during the Winter Monsoon Experiment Using a Mesoscale Two-Dimensional Model," Journal of Atmospheric Sciences **46**, 3077–3107 (Oct. 1989).
- [23] Suarez, M. J. and Chou, M.-D., eds., [Technical report series on global modeling and data assimilation. Volume 3: An **3** (Nov. 1994).
- [24] Hong, S.-Y., Noh, Y., and Dudhia, J., "A New Vertical Diffusion Package with an Explicit Treatment of Entrainment Processes," Monthly Weather Review **134**, 2318 (2006).
- [25] Janjić, Z. I., "The Step-Mountain Eta Coordinate Model: Further Developments of the Convection, Viscous Sublayer, and Turbulence Closure Schemes," Monthly Weather Review **122**, 927 (1994).

7.2 Raffinement de la résolution verticale

Il existe dans WRF un outil très important, appelé "vertical nesting" qui permet d'augmenter la résolution verticale d'un domaine. Mahalov et al. (2009) [40] ont présenté cette possibilité avant qu'elle ne soit introduite directement dans WRF. Son avantage est sa capacité à raffiner la résolution verticale uniquement sur le domaine le plus fin, et ainsi il permet une économie de temps de calcul considérable. Nous pouvons augmenter jusqu'à cinq fois le nombre de niveaux du dernier domaine.

7.2.1 Imbrication verticale

Le fonctionnement de ce nesting vertical se déroule en trois étapes :

1. On crée un domaine 3D et N-1 sous-domaines imbriqués. Nous avons donc N domaines. Le but étant d'augmenter le nombre de niveaux verticaux uniquement pour le dernier (le $N^{\text{ème}}$) domaine.
2. On utilise WPS pour construire nos conditions initiales pour les N domaines.
3. On lance WRF sur les domaines 1 à N-1 afin d'obtenir des prévisions sur ces N-1 domaines.
4. On utilise un programme appelé "***ndown.exe***" couplé à une variable "*vert_refine_fact*" pour augmenter le nombre de niveaux verticaux. Si on a n_z niveaux de base et que l'on définit $vert_refine_fact = n$ on obtient $n \cdot (n_z - 1) + 1$ niveaux. Un schéma de ce raffinement est présenté dans la figure 7.1.
5. *ndown.exe* utilise aussi les prévisions obtenues sur le $N - 1^{\text{ème}}$ domaine, i.e. le domaine le plus fin, pour créer les conditions initiales pour le $N^{\text{ème}}$ domaine, le mieux résolu.

7.2.2 Résultats

Nous avons effectué les simulations sur la même semaine que précédemment, en utilisant $n_z = 50$ niveaux verticaux pour les domaines 1 à N-1, et un raffinement vertical avec $vert_refine_fact = 3$. Nous avons donc maintenant 148 niveaux verticaux répartis entre 0 et 25 km avec une résolution $\Delta h \approx 15m$ près du sol et $\Delta h \approx 130m$ à haute altitude. Nous comparons ici aussi nos résultats avec les mesures acquises en 2009.

La figure 7.4 représente la corrélation entre les mesures et les prévisions au sol de la pression, de la température et du module de la vitesse horizontale du vent. La figure 7.5 représente la même corrélation mais pour le seeing à l'ORM. La table 7.1 résume les valeurs des pentes, des coefficients de corrélation, et les écart-types avant et après augmentation de la résolution verticale. En regardant ces figures et la table 7.1, on constate que l'augmentation de la résolution verticale n'a pas beaucoup d'impact sur la prévision de la pression et de la température car elles sont déjà très bien prédites avec une résolution plus faible. En revanche, si l'on regarde la vitesse on remarque qu'elle est mieux corrélée, que sa dispersion est plus faible, mais que sa pente augmente. Si on regarde le résultat pour le seeing, on voit une très forte augmentation du coefficient de corrélation (0.42 à 0.65) et une diminution de l'écart type de plus de 20%, ce qui est vraiment très intéressant pour notre étude même si la pente se dégrade ici aussi.

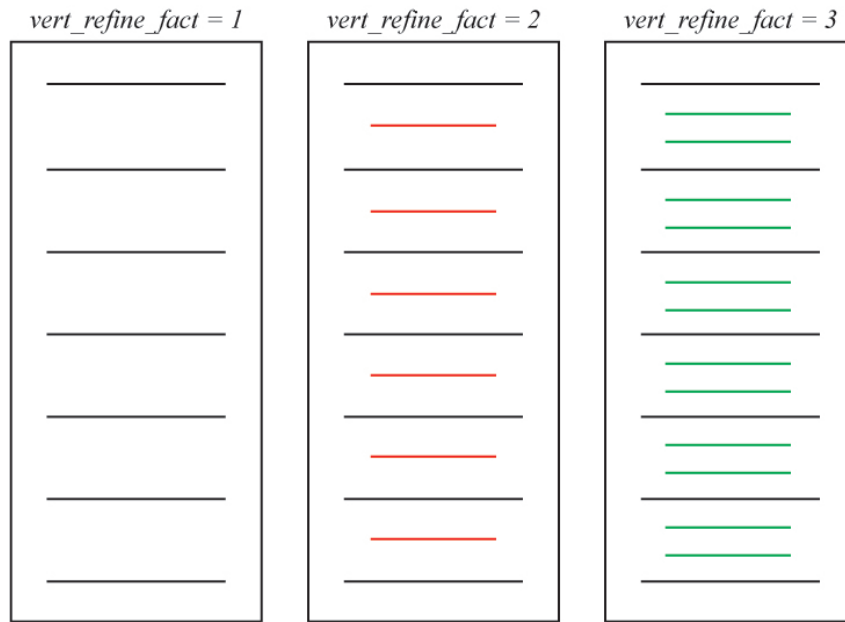


Figure 7.1 – Exemple d'imbrication des niveaux verticaux avec trois valeurs pour "*vert_refine_fact*". On peut noter que *vert_refine_fact* = 1 correspond à l'absence de raffinement vertical.

Figure 7.1 – Example of vertical nesting with three values for the parameter "*vert_refine_fact*". It may be noted than *vert_refine_fact* = 1 corresponds to no vertical refinement.

Nous pouvons donc conclure que l'augmentation de la résolution verticale est une méthode essentielle pour espérer prédire précisément les conditions optiques au-dessus de l'ORM. En effet, même si la pente semble moins bonne, le coefficient de corrélation et la dispersion nous paraissent être les principaux paramètres à améliorer pour optimiser nos prévisions et ainsi améliorer le flexible scheduling.

J'ai présenté ces résultats au cours d'une conférence intitulée "Adapting to the atmosphere" à Durham, en Angleterre en septembre 2014 (Annexe E.5).

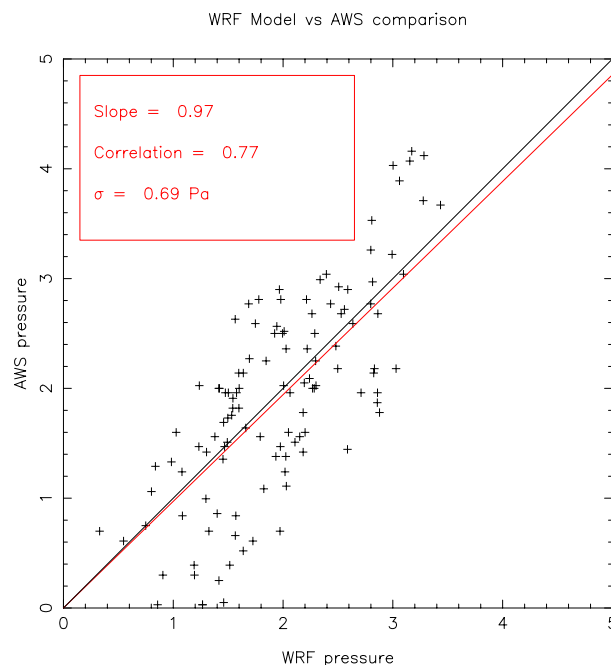


Figure 7.2 – Corrélation entre les mesures et les prévisions pour la pression au sol.

Figure 7.2 – Correlation between measurements and forecasts for the ground level pressure.

Table 7.1 – Pente de la droite de régression, coefficient de corrélation R , et écart-type σ pour chaque paramètre météorologique et pour le seeing. Les valeurs en gras représentent le meilleur résultat entre les deux simulations (avec et sans raffinement vertical)

Table 7.1 – Slope of the regression, correlation coefficient and dispersion for each meteorological parameter and for the seeing. The bold values are the best results between the two simulations (with and without vertical refinement).

	Avant le raffinement			Après le raffinement		
	Pente	R	σ	Pente	R	σ
Pression (hPa)	0.96	0.76	0.71	0.97	0.77	0.69
Température (K)	1.03	0.92	1.33	1.03	0.90	1.43
$ V $ ($m.s^{-1}$)	1.18	0.61	2.88	1.72	0.67	2.67
ε_0 (arcsec)	0.78	0.42	0.19	0.70	0.65	0.15

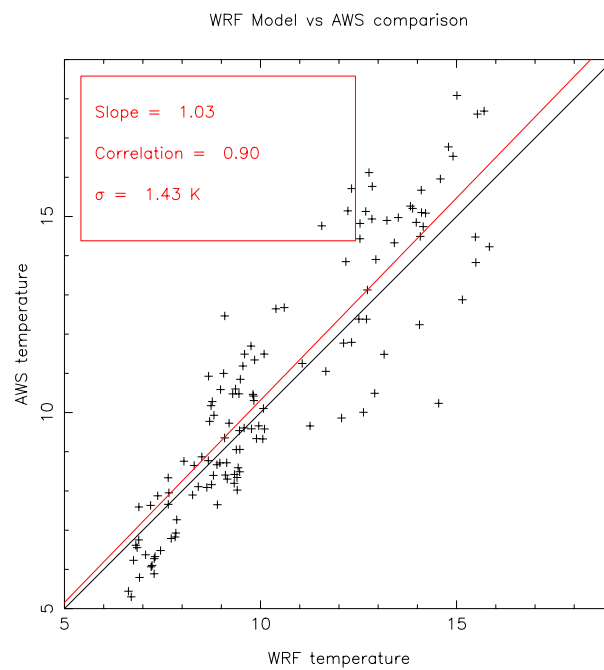


Figure 7.3 – Corrélation entre les mesures et les prévisions pour la température au sol.

Figure 7.3 – Correlation between measurements and forecasts for the ground level temperature.

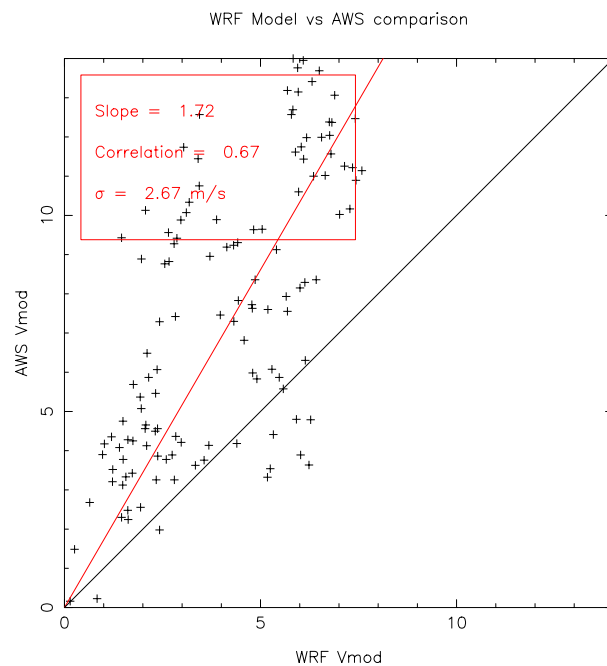


Figure 7.4 – Corrélation entre les mesures et les prévisions pour la vitesse du vent au sol.

Figure 7.4 – Correlation between measurements and forecasts for the ground level wind speed.

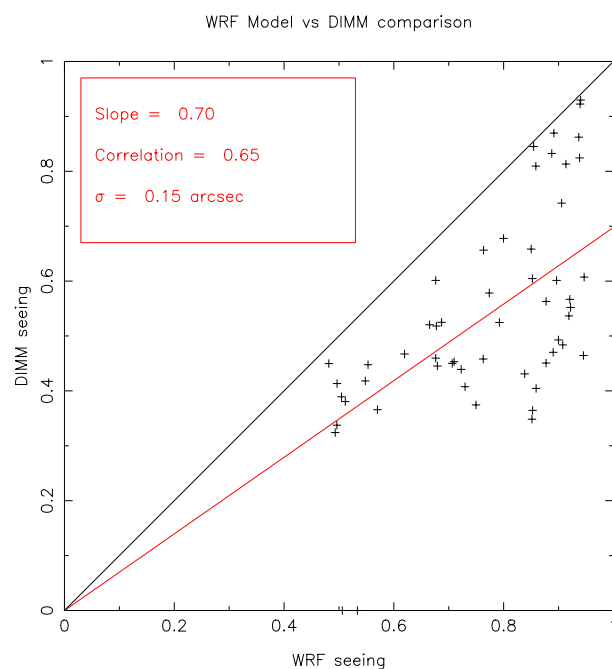


Figure 7.5 – Corrélation entre les mesures et les prévisions pour le seeing.

Figure 7.5 – Correlation between measurements and forecasts for the seeing.

Chapitre 8

Automatisation

Comme nous l'avons vu précédemment, le modèle WRF-TV est capable de prédire avec une précision encourageante les conditions optiques et atmosphériques au-dessus d'un site donné. Cependant, pour une utilisation opérationnelle, il est primordial de maximiser son autonomie et de minimiser les interventions humaines. Dans ce but, nous avons besoin de créer une routine d'automatisation de WRF.

8.1 Exemple de fonctionnement

L'automatisation de WRF se déroule en plusieurs étapes et doit prendre en compte plusieurs paramètres :

- A quelle heure doit-on disposer des informations pour mettre en place le programme d'observation ?
- Quelles sont les sorties utiles de WRF-TV pour une utilisation efficace des instruments ?
- Quelles sont les ressources informatiques disponibles et nécessaires au lancement de nos simulations ?
- Quel est le temps de calcul nécessaire à WRF-TV pour obtenir des résultats ?
- Quelle sera l'heure de lancement du modèle ?

Chacune de ces questions dépend de l'infrastructure du lieu d'observation et du décalage entre le temps local (TL) et le temps universel (TU) lié à la longitude du lieu. En effet, la mise en place du programme d'observation et les sorties de WRF-TV nécessaires sont directement dépendantes de l'instrument utilisé et du type d'observations possibles dans l'observatoire. Les ressources disponibles, le temps de calcul et l'heure de lancement de WRF sont liées aux capacités des centres de calculs disponibles et au temps local (TL).

A titre d'exemple, aujourd'hui nous utilisons le centre de calcul de l'université de Nice. Notre simulation est définie par :

- 5 domaines de 100x100 points, dont les résolutions respectives sont $\Delta x = 27, 9, 3, 1, 0.3 \text{ km}$.
- Un raffinement vertical sur le dernier domaine, permettant de passer de 50 à 148 niveaux.
- Des données d'initialisation provenant du système GFS.

- Nous utilisons 240 processeurs pour la simulation.
- Le temps de calcul est approximativement de 8h.

Avec ce type de simulation, si l'on sait que les observations astronomiques commencent vers 20h, il faut définir le programme d'observation à 17h par exemple. Par conséquent, la simulation doit démarrer vers 9h du matin.

L'automatisation se déroule donc en 5 étapes :

1. Programmation du début des simulations.
2. Téléchargement des données météorologiques.
3. Lancement du WRF Preprocessing System (WPS) (section 3.1).
 - (a) "geogrid.exe" (pas nécessaire à chaque lancement).
 - (b) "ungrib.exe"
 - (c) "metgrid.exe"
4. Lancement de WRF :
 - (a) "real.exe"
 - (b) "wrf.exe"
 - (c) Si on utilise le vertical nesting : "ndown.exe" puis à nouveau "wrf.exe"
5. Analyse des prévisions et calcul des informations nécessaires pour le "flexible scheduling".

Conclusion et perspectives

8.2 Conclusion

Ma thèse a pour vocation première d’apporter une technique opérationnelle à un problème concret rencontré dans les observatoires. Ce problème étant la perte pécuniaire et scientifique due à un manque d’information pour la planification des nuits d’observation. Comme je l’ai dit dans ce mémoire, il devient plus que jamais essentiel d’optimiser le fonctionnement des différents instruments au regard du coût des observations, du nombre de demande d’allocation de temps sur les instruments, et de l’importance des avancées scientifiques. Ces percées scientifiques seront d’autant plus vite atteintes que les périodes de très bon seeing leur seront allouées. Cette économie sera encore plus importante avec l’arrivée prochaine des très grands télescopes (E-ELT, TMT, ELT chinois).

Le but principal de ma thèse est donc de développer un outil de prévision de la turbulence optique permettant d’avoir une information précise sur l’évolution des conditions atmosphériques au cours de la nuit, et ce, plusieurs heures avant le début des observations. Ainsi, il deviendrait possible d’adapter le type d’instrument et d’observation à l’intensité de la turbulence optique. J’ai utilisé le modèle méso-échelle de prévision météorologique WRF (Weather Research and Forecasting) développé par le National Center for Atmospheric Research (NCAR). J’ai couplé ce modèle à celui de Trinquet-Vernin qui permet de déduire le profil de la turbulence optique à partir des profils de température et de vitesse du vent.

C’est dans cette optique que j’ai articulé mon travail autour de quatre axes :

- J’ai appréhendé le sujet de la turbulence optique par l’étude théorique de son développement et par l’étude de l’instrumentation utilisée pour la mesurer. J’ai analysé les données provenant du Single Star Scidar (SSS) installé à Dôme C. J’ai ainsi pu continuer à caractériser le site de Dôme C, et en même temps valider la précision de mesure du SSS.
- J’ai testé le modèle couplé WRF-TV sur un cas idéalisé. Le but étant de montrer que WRF-TV est capable de simuler des phénomènes tels que les ondes de gravité et la séparation de la turbulence optique en couches minces. J’ai fait cette étude sur un cas très simple avec une orographie plane et un profil de vitesse et de température tel qu’il va induire localement la condition $0 < R_i < 1/4$ qui déclenche l’apparition de turbulence optique.
- J’ai évalué le modèle WRF-TV au-dessus de différents sites en comparant les prévisions avec les mesures acquises pendant la campagne de recherche de site pour l’E-ELT. J’ai créé un paramètre de qualité permettant de mettre en évidence le meilleur emplacement astronomique dans une région donnée. Enfin, j’ai optimisé ces résultats grâce au raffinement de la résolution de la grille et du modèle de terrain.

- J'ai mis au point une routine d'automatisation de WRF-TV permettant à la fois de lancer les simulations et de fournir les informations nécessaires à la préparation de la nuit d'observation ("Flexible Scheduling"). Ainsi, WRF-TV peut fonctionner en mode opérationnel et en autonomie.

8.2.1 Instrumentation

Dans ce chapitre nous avons étudié le Single Star Scidar, et caractérisé le Dôme C en Antarctique.

Nous avons d'abord montré que le SSS donne des résultats similaires à ceux déjà observés avec d'autres instruments comme le DIMM.

Ensuite, nous avons mis en évidence que ce site présente une qualité optique exceptionnelle avec un seeing $\varepsilon_0 < 1''$ pendant 50% du temps, et $\varepsilon_0 < 0.6''$ pendant environ 25% du temps. De plus, le seeing dans l'atmosphère libre vaut $0.29''$, et en considérant l'épaisseur de la couche de surface ($\sim 30m$), on peut espérer placer un jour un instrument au dessus de cette limite et ainsi s'affranchir de plus de 80% (équation 8.1) de la turbulence optique.

$$\%C_N^2 = \frac{\int_0^{30} C_N^2 dh}{\int_0^\infty C_N^2 dh} \quad (8.1)$$

Nous avons également étudié la stabilité temporelle de l'atmosphère à Dôme C. Ce qu'on entend par stabilité temporelle, c'est la période **continue** pendant laquelle le seeing reste meilleur qu'une certaine valeur. Par exemple, si nous faisons des observations pendant un temps t_{obs} et que le seeing devient $\varepsilon_0 < 1.2''$ à l'instant t_i , on peut dire qu'il restera $< 1.2''$ pendant 50% du temps des observations t_{obs} et ce de manière continue. Pour résumer, on peut dire que pour $t_i < t < 0.25t_{obs}$ on a $\varepsilon_0 < 1.2''$. De même si le seeing devient $\varepsilon_0 < 0.65''$, il le restera de manière continue pendant 25% de t_{obs} . Cette étude est très importante pour un système d'optique adaptative par exemple, qui est plus efficace si l'atmosphère n'évolue pas trop vite.

J'ai publié ce travail en tant que premier auteur dans la revue "Publication of the Astronomical Society of the Pacific" (PASP) en 2012 [23], et j'ai présenté ces résultats au cours d'un séminaire que j'ai fait à l'Arizona State University (ASU) au mois de décembre 2011 (Annexe E.1).

8.2.2 WRF-TV sur un cas "idéalisé"

Ce travail a permis de mettre en évidence l'apparition d'ondes de gravité caractérisées par des oscillations dans les profils verticaux des composantes de la vitesse du vent et de la température potentielle. Ces ondes sont importantes en optique atmosphérique car elle peuvent être à l'origine d'apparition locale de turbulence optique. Par conséquent, il nous paraissait important de montrer à la communauté astronomique que WRF est bien capable de simuler leur apparition sur un cas idéalisé très simple avec un profil de vent et de température imposé.

Le deuxième résultat de cette section porte sur la validation du modèle des couches minces mis en évidence par Vernin & Muñoz-Tuñón [73]. Comme il a été expliqué précédemment, en

présence d'une couche initiale épaisse de turbulence dynamique, on constate après un certain temps la séparation de cette couche en deux couches plus mince situées aux extrémités de la première. Ceci est dû au fait que l'échelle externe de la turbulence dynamique L devient plus grande que l'échelle externe de la turbulence optique L_0 . Il en découle une homogénéisation de la température au centre de cette couche dynamique, et la séparation de la couche de turbulence optique en couches plus minces. Ce phénomène a été lui aussi retrouvé par WRF-TV sur le même cas idéalisé que précédemment. De plus, on constate qu'après moins de 40 minutes de simulation, le profil de température présente une structure en escalier correspondant à la propagation de ce phénomène sur toute la hauteur de notre domaine.

8.2.3 WRF-TV sur un cas réel

Dans cette partie, nous avons présenté la comparaison des prévisions de WRF avec les mesures effectuées au-dessus de différents sites (ORM, Djebel Aklm, Macon et Cerro Ventarrones).

Nous avons en premier lieu étudié le site de l'Observatoire del Roque de los Muchachos (ORM) à La Palma aux îles Canaries. Nous avons fait des prévisions réelles de 24h afin de couvrir entièrement la nuit avec une grille ayant une résolution minimale de $1 \times 1km$. L'accord entre les paramètres météorologiques (P , T , U , V , R_H) et les prévisions est bon, et celui entre les paramètres optiques (ε_0 , θ_0 , τ_0) est prometteur. J'ai publié ce travail en tant que premier auteur dans la revue "Monthly Notice of the Royal Astronomical Society" (MNRAS) en 2013 [26], et je les ai présenté oralement lors du colloque "CNES-ONERA Propagation Workshop" à Toulouse en janvier 2013. Nous avons aussi testé le modèle WRF-TV au-dessus des autres sites cités ci-dessus, et les résultats sont là aussi prometteurs.

Nous avons ensuite fait une étude spatiale des résultats de WRF-TV, et nous avons mis au point un paramètre de qualité qui tient compte de la vitesse du vent au sol, de l'humidité relative au sol, de la couverture nuageuse, de la vapeur d'eau précipitable, du seeing, de l'angle isoplanétique et du temps de cohérence. Ce paramètre nous a permis de montrer que l'ORM est placé au meilleur endroit possible sur l'île de La Palma. Pour la suite, il pourrait être très utile pour des études préliminaires de recherche de site afin de ne pas avoir à installer des instruments de mesures de turbulence optique et ainsi gagner du temps et de l'argent pour ces études. J'ai publié ce travail en tant que premier auteur dans la revue "Monthly Notice of the Royal Astronomical Society" (MNRAS) en 2014 [25].

Ces premiers résultats obtenus avec le domaine à $1 \times 1km$ ont présenté un bon accord avec les mesures, notamment pour les paramètres météorologiques, mais il reste nécessaire d'améliorer nos prévisions. Pour cela, nous avons décidé de raffiner horizontalement le domaine le plus fin pour atteindre une résolution de $300 \times 300m$ et ainsi s'approcher un peu plus de l'échelle de la turbulence optique. Nous avons également amélioré la résolution du modèle de terrain utilisé par WRF afin d'atteindre une meilleure estimation de la rugosité du sol, et ainsi des écoulements près du sol. Le nouveau modèle que nous avons implémenté dans WRF atteint une résolution de $90 \times 90m$. Ces améliorations ont eu un réel impact sur la qualité de nos prévisions avec une amélioration de la corrélation entre les mesures et les simulations. J'ai présenté ces résultats lors de la conférence "SPIE 2014 - Astronomical Telescope + Instrumentation" à Montréal, Canada, au mois de juin 2014 pour laquelle j'ai publié un article en tant que premier auteur [24].

J'ai ensuite utilisé le "vertical nesting" afin d'améliorer la résolution verticale de notre domaine. Ces résultats ont présenté une importante amélioration dans la corrélation entre les mesures et les prévisions, et notamment pour le seeing qui a vu son coefficient de corrélation augmenter de 50%. Ce travail a été présenté oralement à Durham au mois de septembre 2014 lors de la conférence "Adapting to the atmosphere", et un article est en cours de préparation.

8.2.4 WRF-TV en mode opérationnel

Enfin, le but ultime de ma thèse a été de réaliser une automatisation complète de l'outil WRF-TV afin d'avoir une méthode opérationnelle ne nécessitant aucune intervention humaine dans les différents observatoires. J'ai donc réalisé une procédure effectuant toutes les opérations nécessaires au fonctionnement de WRF-TV, ainsi que l'analyse et l'affichage des prévisions pour la nuit à venir.

8.3 Perspectives

Après avoir effectué tout ce travail de thèse, mon objectif premier est, évidemment, de continuer le développement du modèle WRF-TV. Il me reste beaucoup d'aspects à explorer pour implémenter au mieux cet outil de manière concrète dans un observatoire. Parmi ces aspects j'aimerais :

- Augmenter le nombre de simulations avec les optimisations présentées dans ce rapport afin d'améliorer la statistique des comparaisons.
- Etudier l'impact des différents schémas micro-physiques sur la qualité des simulations.
- Augmenter encore la résolution horizontale du dernier domaine pour aller jusqu'à 100×100 m si le temps de calcul le permet.
- Utiliser WRF-TV au-dessus de Dôme C en Antarctique afin de le tester sur une région particulière de la Terre.
- Continuer l'étude sur la prévision du profil vertical de l'échelle externe L_0 de la turbulence optique.
- Développer l'aspect diurne des prévisions et comparer les résultats avec les différents instruments de mesure de la turbulence optique de jour. Cette étude est très importante pour l'installation de télescopes solaires tels que le projet d'European Solar Telescope.
- Utiliser les travaux de Mahalov et al. (2009) [43] sur le calcul d'un nombre de Richardson "polarisé" afin d'essayer d'améliorer le modèle Trinquet-Vernin.

Enfin, au-delà de la prévision optique, j'aimerais pour la suite de ma carrière développer mes connaissances sur la partie instrumentale des observations et notamment sur la modélisation de système d'optique adaptative.

Annexes

Annexe A

Namelist pour le modèle WRF

A.1 Namelist pour WRF Preprocessing System

Je présente dans cette annexe un exemple de fichier "namelist" servant à paramétrer l'utilisation de WPS qui prépare les données pour WRF. Dans ce fichier, on peut trouver entre autre :

- Les dates des simulations
- Le nombre de domaines
- La latitude et la longitude des domaines utilisés
- Le type de données de terrain et leur résolution

Pour plus de détails, il faut consulter le manuel d'utilisation de WRF [51].


```

&share
wrf_core = 'ARW',
max_dom = 5,
start_date = '2012-02-24_00:00:00', '2012-02-24_00:00:00', '2012-02-24_00:00:00',
'2012-02-24_00:00:00', '2012-02-24_00:00:00',
end_date = '2012-02-24_12:00:00', '2012-02-24_12:00:00', '2012-02-24_12:00:00',
'2012-02-24_12:00:00', '2012-02-24_12:00:00',
interval_seconds = 21600,
io_form_geogrid = 2,
opt_output_from_geogrid_path = '/workspace/cgiordano/GRIB2/WPS/Domain/La_Palma/',
debug_level = 0,
/

```

```

&geogrid
parent_id = 1,1,2,3,4,
parent_grid_ratio = 1,3,3,3,3,
i_parent_start = 1,34,34,34,35,
j_parent_start = 1,34,35,31,33,
e_we = 100,100,100,100,100,
e_sn = 100,100,100,100,100,
geog_data_res = '30s','30s','30s','30s','3s+30s'
dx = 27000,
dy = 27000,
map_proj = 'lambert',
ref_lat = 28.757,
ref_lon = -17.892,
truelat1 = 28.757,
truelat2 = 28.757,
stand_lon = -17.892,
geog_data_path = '/workspace/cgiordano/WPS/WPS_GEOG/geog',
opt_geogrid_tbl_path = '/workspace/cgiordano/GRIB2/WPS/geogrid/',
ref_x = 50.0,
ref_y = 50.0,
/

```

```

&ungrib
out_format = 'WPS',
prefix = 'FILE',
/

```

```

&metgrid
fg_name = 'FILE',
io_form_metgrid = 2,
opt_output_from_metgrid_path = '/workspace/cgiordano/GRIB2/WPS/Domain/La_Palma/',
opt_metgrid_tbl_path = '/workspace/cgiordano/GRIB2/WPS/metgrid/',
/

```

```

&mod_levs
press_pa = 201300 , 200100 , 100000 ,
          95000 , 90000 ,
          85000 , 80000 ,
          75000 , 70000 ,
          65000 , 60000 ,
          55000 , 50000 ,
          45000 , 40000 ,
          35000 , 30000 ,
          25000 , 20000 ,
          15000 , 10000 ,
          5000 , 1000
/

```

```

&domain_wizard
grib_data_path = '/workspace/cgiordano/GRIB2/WPS/data/gfs',
grib_vtable = 'null',
dwiz_name = La_Palma

```

```
dwiz_desc =  
dwiz_user_rect_x1 =799  
dwiz_user_rect_y1 =239  
dwiz_user_rect_x2 =1025  
dwiz_user_rect_y2 =452  
dwiz_show_political =true  
dwiz_center_over_gmt =true  
dwiz_latlon_space_in_deg =10  
dwiz_latlon_linecolor =-8355712  
dwiz_map_scale_pct =13.0  
dwiz_map_vert_scrollbar_pos =0  
dwiz_map_horiz_scrollbar_pos =0  
dwiz_gridpt_dist_km =27.0  
dwiz_mpi_command =  
dwiz_tcvitals =null  
dwiz_bigmap =Y  
/
```

A.2 Namelist pour WRF-ARW

Je présente dans cette annexe un exemple simple de fichier "namelist" servant à paramétrer l'utilisation de WRF. Ce "namelist" contient toutes les informations sur :

- les domaines : nombre, taille, résolution
- les dates
- Les schémas microphysiques

Beaucoup d'autres informations sont contenues dans ce "namelist". Pour plus de détails, il faut consulter le manuel d'utilisation de WRF [51].


```

&time_control
run_days      = 1,
run_hours     = 0,
run_minutes   = 0,
run_seconds   = 0,
start_year    = 2010, 2010, 2010, 2010, 2010,
start_month   = 03, 03, 03, 03, 03,
start_day     = 03, 03, 03, 03, 03,
start_hour    = 00, 00, 00, 00, 00,
start_minute  = 00, 00, 00, 00, 00,
start_second  = 00, 00, 00, 00, 00,
end_year      = 2010, 2010, 2010, 2010, 2010,
end_month     = 03, 03, 03, 03, 03,
end_day       = 04, 04, 04, 04, 04,
end_hour      = 00, 00, 00, 00, 00,
end_minute    = 00, 00, 00, 00, 00,
end_second    = 00, 00, 00, 00, 00,
interval_seconds = 21600,
input_from_file = .true., .true., .true., .true., .true.,
history_interval = 60, 60, 60, 60, 60,
frames_per_outfile = 1, 1, 1, 1, 1,
restart        = .false.,
restart_interval = 5000,
io_form_history = 2,
io_form_restart = 2,
io_form_input   = 2,
io_form_boundary = 2,
io_form_auxinput2 = 2,
debug_level     = 0,
fine_input_stream = 2, 2, 2, 2, 2,
/

```

```

&domains
time_step      = 60,
time_step_fract_num = 0,
time_step_fract_den = 1,
max_dom        = 5,
e_we           = 100, 100, 100, 100, 100,
e_sn           = 100, 100, 100, 100, 100,
e_vert         = 50, 50, 50, 50, 50,
p_top_requested = 5000.,
num_metgrid_levels = 27,
num_metgrid_soil_levels = 4,
dx             = 27000, 9000, 3000, 1000, 333.3333,
dy             = 27000, 9000, 3000, 1000, 333.3333,
grid_id        = 1, 2, 3, 4, 5,
parent_id      = 1, 1, 2, 3, 4,
i_parent_start = 1, 34, 34, 34, 35,
j_parent_start = 1, 34, 35, 31, 33,
parent_grid_ratio = 1, 3, 3, 3, 3,
parent_time_step_ratio = 1, 3, 3, 3, 5,
feedback       = 1,
smooth_option  = 0,
vert_refine_fact = 1,
/

```

```

&physics
mp_physics      = 8, 8, 8, 8, 8,
ra_lw_physics   = 1, 1, 1, 1, 1,
ra_sw_physics   = 2, 2, 2, 2, 2,
radt            = 20, 20, 20, 20, 20,
sf_sfclay_physics = 2, 2, 2, 2, 2,
sf_surface_physics = 2, 2, 2, 2, 2,
bl_pbl_physics  = 2, 2, 2, 2, 2,
bldt            = 0, 0, 0, 0, 0,
cu_physics      = 1, 1, 0, 0, 0,

```

```

cudt          = 5,    5,    0,    0,    0,
isfflx        = 1,
ifsnow        = 0,
icloud        = 1,
surface_input_source = 1,
num_soil_layers = 4,
sf_urban_physics = 0,    0,    0,    0,    0,
maxiens       = 1,
maxens        = 3,
maxens2       = 3,
maxens3       = 16,
ensdim        = 144,
/

&fdda
/

&dynamics
w_damping      = 1,
diff_opt       = 1,
km_opt        = 4,
diff_6th_opt   = 2,    2,    2,    2,    2,
diff_6th_factor = 0.12, 0.12, 0.12, 0.12, 0.12,
base_temp      = 290.,
damp_opt       = 0,
zdamp          = 5000., 5000., 5000., 5000., 5000.,
dampcoef       = 0.2, 0.2, 0.2, 0.2, 0.2,
khdif         = 0,    0,    0,    0,    0,
kvdif         = 0,    0,    0,    0,    0,
non_hydrostatic = .true., .true., .true., .true., .true.,
moist_adv_opt  = 1,    1,    1,    1,    1,
scalar_adv_opt = 1,    1,    1,    1,    1,
epssm         = 0.9, 0.9, 0.9, 0.9, 0.9,
/

&bdy_control
spec_bdy_width = 5,
spec_zone      = 1,
relax_zone     = 4,
specified      = .true., .false., .false., .false., .false.,
nested        = .false., .true., .true., .true., .true.,
/

&grib2
/

&namelist_quilt
nio_tasks_per_group = 0,
nio_groups          = 1,
/

```


Annexe B

Installation et premiers résultats du Single Star SCIDAR à Ali au Tibet

La campagne de recherche de site astronomique, commencée en 2003 dans l'ouest de la Chine a permis de sélectionner plusieurs sites potentiels pour installer les prochains observatoires chinois. Parmi ces lieux, le site d'Ali au Tibet a été choisi pour installer les premières infrastructures. Depuis le début de sa construction en 2010, plusieurs instruments de caractérisation de site y ont été installés : une station météo, un DIMM et un SSS.

Cette article présente la configuration du SSS à Ali, Tibet, et ses premiers résultats obtenus en 2011.

Atmospheric turbulence measurements at Ali observatory, Tibet

Liyong Liu^{*a,b}, Yongqiang Yao^a, Jean Vernin^b, Merieme Chadid^b, Yiping Wang^a, Hongshuai Wang^a, Jia Yin^a, Christophe Giordano^b, Xuan Qian^a

^aNational Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100012, China;

^bUniversité de Nice-Sophia Antipolis, Observatoire de la Côte d'Azur, CNRS-UMR7293, Lab. Lagrange, 06108 Nice Cedex 2, France

ABSTRACT

The atmospheric turbulence characteristics are important to evaluate the quality of ground-based astronomical observatory. In order to characterize Ali observatory, Tibet. we have developed a single star Scidar (SSS) system, which is able to continuously monitor the vertical profiles of both optical turbulence and wind speed. The main SSS configuration includes a 40cm telescope and a CCD camera for fast sampling the star scintillation pattern. The SSS technique analyzes the scintillation patterns in real time, by computing the spatial auto-correlation and at least two cross-correlation images, and retrieves both $C_n^2(h)$ and $V(h)$ vertical profiles from the ground up to 30km. This paper presents the first turbulence measurements with SSS at Ali observatory in October, 2011. We have successfully obtained the profiles of optical turbulence and wind speed, as well as the key parameters for adaptive optics, such as seeing, coherence time, and isoplanatic angle. The favourable results indicate that Ali observatory can be an excellent astronomical observatory.

Keywords: Site testing, Optical turbulence, Single star Scidar

1. INTRODUCTION

Astronomical site conditions are important to construct ground-based observational facilities. The program of site survey in western China has been initiated by Chinese astronomical community since 2003,¹ remote studies and local site testing have been performed, and the results have suggested a few potential sites that could become excellent astronomical observatories.²

For a long term evaluation of detailed site characterization, we need to find a candidate site which can be easily equipped. The selected site is called Ali, Tibet (Fig.1), located at N32°19', E80°01', with altitude of 5100m, near the central town of Ali Area (Fig.2). The Ali observatory began construction since 2010. There are two domes already installed, and site testing instruments have been set up on site, including weather station, cloud monitor, water vapor instrument and Differential Image Motion Monitor (DIMM) seeing monitor. A Scidar (SCIntillation Detection and Ranging)^{3,4} instrument for turbulence profile made its first on-site run in October 2011.

Detailed characteristics of atmospheric optical turbulence are important for astronomical site testing. Based on a review of the latest progress of detection techniques of atmospheric optical turbulence,⁵ we have carried out researches on seeing characteristics with a DIMM at the existing astronomical observatories and candidate sites in western China,⁶ and on the distribution of surface-layer turbulence by measuring micro-thermal fluctuation at Karasu candidate site. Finally, in order to acquire high-resolution profiles of optical turbulence, we perform investigation among the available techniques and develop an advanced instrument: the Single Star SCIDAR (SSS).^{7,8} Here we present the configuration of the SSS and the first results at Tibet in 2011.

Further author information: (Send correspondence to E-mail: liuly@nao.cas.cn)

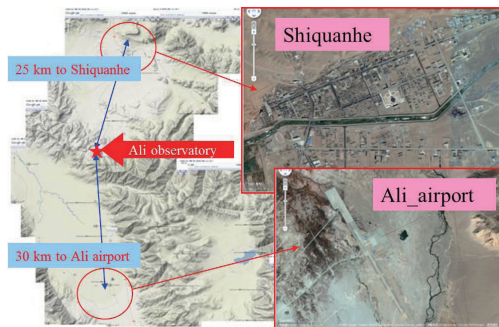


Figure 1. The location of Ali observatory.

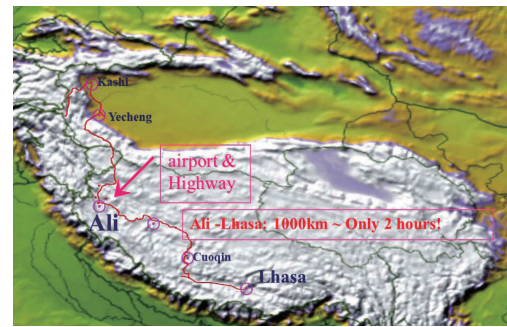


Figure 2. The location of Ali area.

2. INSTRUMENTS

2.1 General

The SSS instrument currently takes the most advanced technique for measuring high-resolution vertical profiles of turbulence intensity and wind speed over site, through high-rate acquisition of the scintillation patterns of single star and real-time process of spatial auto/cross -correlation. In this paper, we describe a new SSS prototype. In Sect.2.1 we introduce the hardware system of SSS: the 40 cm telescope and scintillation acquisition back-end. In Sect.2.2 we briefly present the software of high-speed scintillation acquisition and the software packages for data processing and visualization. In Sect.2.3 a new automatic guiding system is presented. In Sect.2.4 we study the SSS remote control for extreme environments.

2.2 Hardware

We assembled the SSS prototype from readily available commercial components. Table1. shows the specifications of the SSS: 1) a 40cm Meade LX200 tube on an Astro-Physics 1200 equatorial mount; 2) a collimating lens at the focus of the telescope, to make the beam parallel; 3) a CCD camera, attached after the collimating lens for fast sampling star scintillation pattern. We used a fast CCD - 200XS from Pixelfly, because it permits continuous acquisition with an image high frequency without loss of any image. The signal is digitized in 12 bits. 4) an auto-guiding system with a Meade CCD (LPI). 5) two sets of control computers: one captures star images from the CCD camera and computes the spatial auto-correlation and cross-correlation images, the other computer makes real time tracking through a CCD guide. Fig.3 is a temporary dome for SSS observation at Ali observatory. Fig.4 shows the SSS system installed at Ali observatory in 2011.



Figure 3. The SSS dome installed at Ali site.

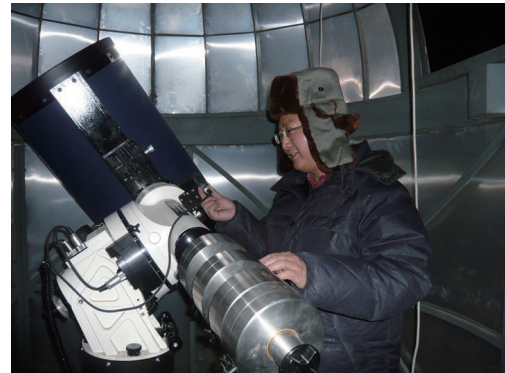


Figure 4. The SSS instrument at Ali site.

Table 1. The SSS Specifications

Component	Description
Telescope	Meade LX200 Diameter 40 <i>cm</i> Focal length 400 <i>cm</i>
Mount	Astro-Physics 1200 equatorial
collimating lens	Diameter 2 <i>mm</i> Focal length 1.2 <i>cm</i>
Detector	Pixelfly 200XS Exposure time 5 μs .. 65 <i>s</i> Resolution 640 \times 480 Pixel size 9.9 \times 9.9 μm^2

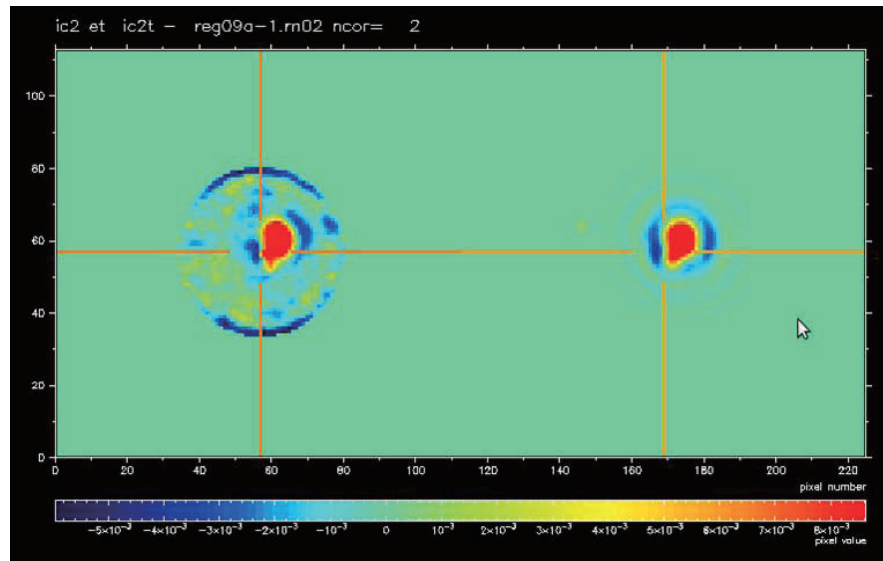


Figure 5. Temporal cross-correlation (left), and the same function after simulated annealing reconstruction (right) at Ali observatory in 2011.

2.3 Software

The scintillation patterns are analyzed in real time, by computing the spatial auto-correlation and at least two crosscorrelation images performed by a dual core computer. $C_n^2(h)$ and $V(h)$ profiles are deduced from scintillation auto and cross-correlations. Fig.5 shows the results of temporal cross-correlation of scintillation pattern at 3 images interval (left), and the same function reconstructed with simulated annealing algorithm(right). The off-line data processing lets assess both optical turbulence and wind speed profiles using the simulated annealing (SA) method.

2.4 Guide system

Due to the short focal length of common guide system, SSS telescope can not accurate track the target star for a long time. We have experimented a new optical device, which can split the light of main field (20%) for guiding CCD, the remaining light (80%) is used to perform the SSS observation. Fig.6 is the transmittance curve of custom splitting mirror (R:T = 2:8).

2.5 Remote control

An altitude of 5100m plateau is very cold at night, and a remote login computer is needed to perform robotic SSS measurements. We plan to improve the robotic level of SSS with next step, which will be suitable for the

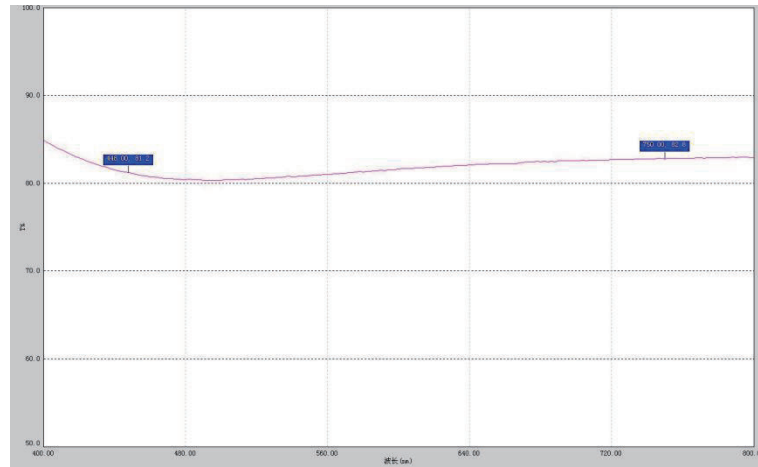


Figure 6. Transmittance curve of custom splitting mirror(R:T = 2:8) within the wavelength range of 400nm to 800nm.

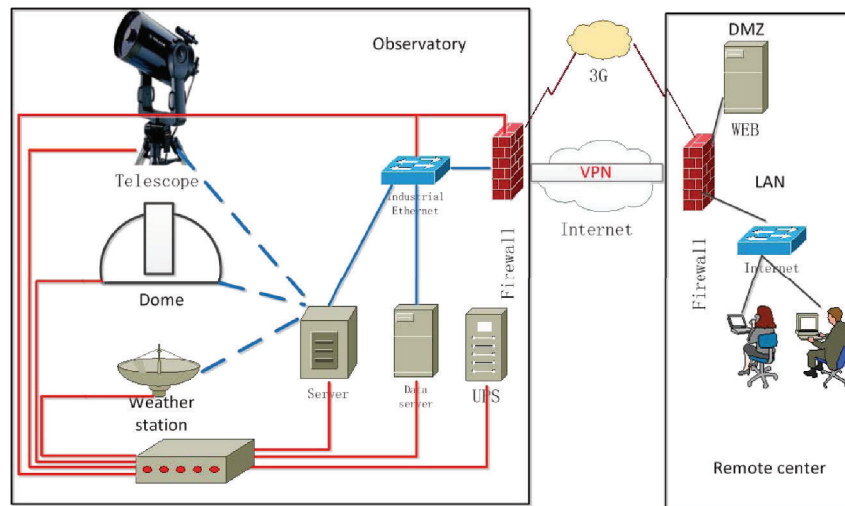


Figure 7. Layout of remote control of SSS instrument. We will be able to remotely operating SSS via internet, allowing to obtain more measurements data, in a robotic mode.

turbulence measurements in extreme environments. The robotic SSS is a complex system (Fig.7) that combines a lot of subsystems. These subsystems will provide telescope pointing capability, control of telescope dome, as well as detection of weather conditions. We have equipped satellite antenna between Beijing and Ali for direct communications, and we are building a new 4.5m dome for SSS instrument.

3. OBSERVATIONS AT ALI IN 2011

Observations began in October 2011, ending in November of the same year. The SSS observing target was α CMa(mv= -1.47 mag) in 31 October. the camera exposure time is 1ms and the minimal time interval between two exposures was 5.6 ms. A set of four spatiotemporal cross-correlation functions (see Fig.8)was obtained every 11.2 s which corresponds to a set of 2000 images. The generalized Scidar analysis plane is situated 1 km below the telescope pupil. The sky background correction is needed every hour, which requires that we remove star from the telescope field of view.

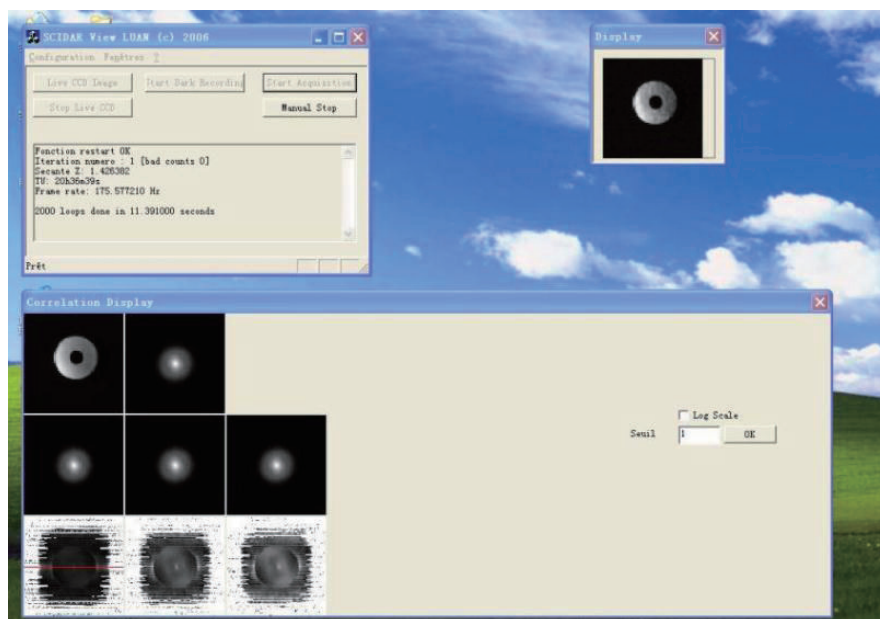


Figure 8. Interface of the SSS back-end. Scintillation patterns are recorded and analyzed in real time, by computing the spatial auto-correlation and two crosscorrelation images.

4. RESULTS

Here we present the first observing night, on 31 October 2011. In Fig.9 top panel, we present the mean vertical profiles averaged over the night. Almost all the optical turbulence is concentrated within the boundary layer, the rest being scattered through the free atmosphere. The wind speed, which corresponds to turbulent slabs, increases from 6m/s in ground level to reach 24m/s at 18 km.

Fig.10 shows the temporal evolution of the seeing, related to the integral of the optical turbulence, the coherence volume,⁹ the coherence time and the isoplanatic angle which can be deduced from the knowledge of optical turbulence and wind speed profiles.^{10,11} In red we plotted the same parameter evolution, but only taking into account the free atmosphere, excluding the boundary layer contribution. The whole atmosphere seeing varies between 0.3 and 0.9 arcsec and the free atmosphere seeing is between 0.2 and 0.5 arcsec.

5. CONCLUSIONS

A single star scidar instrument is currently investigating the atmospheric optical turbulence properties of Ali observatory in Tibet plateau, in order to obtain the detailed characterization of vertical atmospheric turbulence distribution. The SSS instrument was successfully operated at Ali observatory in 2011, providing the important atmospheric parameters, including all the essential parameters for the definition and optimization of the experiments in High Angular Resolution: seeing, isoplanatic angle, coherence time, optimum altitude of the deformable mirror in adaptive optics, various altitudes for the "multi conjugated adaptive optics". We hope to continue SSS routine measurements at Ali observatory for the next 1-2 years.

ACKNOWLEDGMENTS

This work is supported by the National Natural Science Foundation of China (NSFC, Grant Nos. 10903014 and 11073031), and the Young Researcher Grant of National Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences.

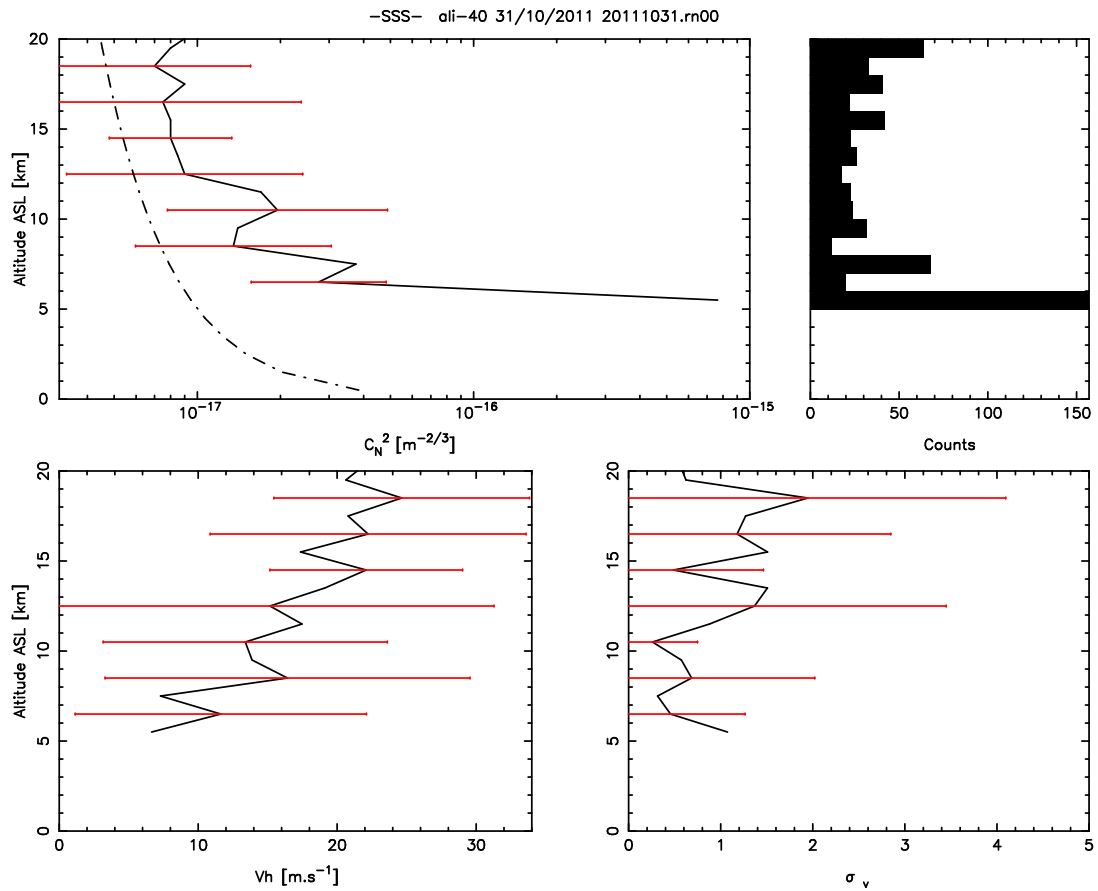


Figure 9. Median vertical profiles of turbulence (*top – left*), counts of detected layers (*top – right*); profile of mean speed modulus (*bottom – left*), and mean vertical profile of the wind speed standard deviation(*bottom – right*).

REFERENCES

- [1] Y. Yao, J. Wang, L. Liu, et al., 2008, Proceedings of the 10th APRIM, 377-379
- [2] L.Y. Liu, Y.Q. Yao, J.C. Wang, et al., 2008, Proceedings of the 10th APRIM, 366-367
- [3] Vernin, J., & Azouit, M. 1983a, Journal d'Optique, 14, 5
- [4] Vernin, J., & Azouit, M. 1983b, Journal d'Optique, 14, 131
- [5] LIU Li-yong, & YAO Yong-qiang, 2010, Progress in Astronomy, 391-403
- [6] Li-Yong Liu, Yong-Qiang Yao, Yi-Ping Wang, et al., 2010, Research in Astron. Astrophys, 1061-1070
- [7] Li-Yong Liu, Yong-Qiang Yao, Jean Vernin, et al., 2012, Proceedings of the 11th APRIM, In print
- [8] Habib, A., Vernin, J., Benkhaldoun, Z., & Lanteri, H. 2006, MNRAS, 368, 1456
- [9] Lloyd, J. P. 2004, in New Frontiers in Stellar Interferometry, ed. W. A. Traub, 5491, 190
- [10] Roddier, F. 1981, Prog. Optics, 19, 281
- [11] Trinquet, H., Agabi, A., Vernin, J., et al. 2008, PASP, 120, 203

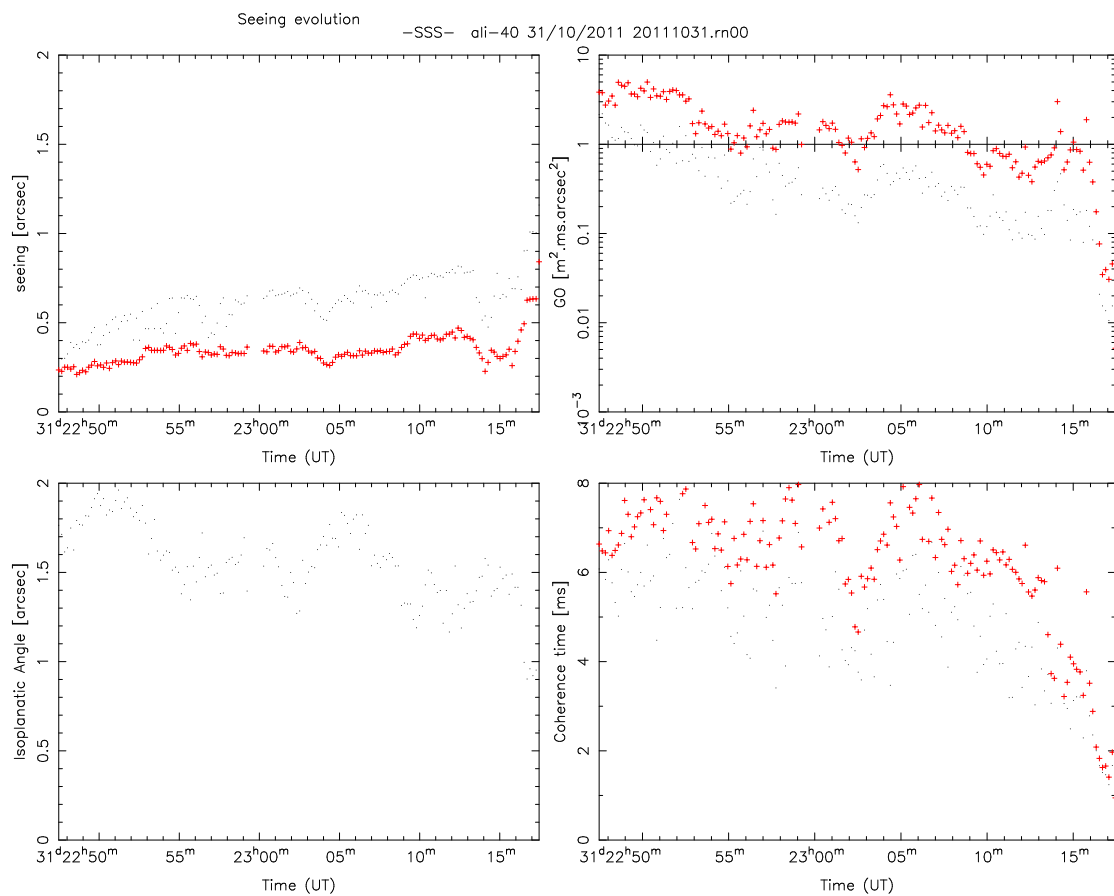


Figure 10. From top-left to bottom-right: temporal evolution of the seeing, coherence volume, isoplanatic angle, and time coherence; these key parameters of optical turbulence can be deduced from the knowledge of optical turbulence and wind speed profiles, which are assessed by the SSS. Black: whole atmosphere, Red: free atmosphere only.

Annexe C

Installation et premiers résultats du Single Star SCIDAR à Xinglong en Chine

De même que pour l'article précédent, le papier ci-après présente le fonctionnement, l'installation et les premiers résultats du Single Star SCIDAR qui est, cette fois, installé sur le site de Xinglong en Chine.

Optical turbulence profiling with single star SCIDAR technique

LIU LiYong^{1,2*}, YAO YongQiang¹, VERNIN Jean², WANG HongShuai¹, CHADID Merieme²,
WANG YiPing¹, GIORDANO Christophe², YIN Jia¹ & QIAN Xuan¹

¹National Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100012, China;

²Université de Nice-Sophia Antipolis, Observatoire de la Côte d'Azur, CNRS-UMR7293, Lab. Lagrange, 06108 Nice Cedex 2, France

Received March 26, 2013; accepted June 14, 2013

In order to characterize optical turbulence, we have developed a single star SCIDAR (SSS) for measurement of the distribution of C_n^2 with height. The SSS consists of a 40 cm telescope and a CCD camera for fast sampling of stellar scintillation pattern. Spatio-temporal auto and cross-correlation functions of the single star images are computed, providing vertical profiles of optical turbulence intensity $C_n^2(h)$ and wind speed $V(h)$. Using this new SSS experiment, profiles of turbulence can be obtained from the ground to the top of atmosphere, allowing the determination of seeing, isoplanatic angle and coherence time. Detailed characteristics of atmospheric optical turbulence are important for active and passive imaging, astronomical site testing, adaptive optics, laser communications, target tracking and designation, and laser beam control. We plan to improve the robotization of the SSS to be able to use it routinely even under harsh weather and altitude conditions that we expect to encounter on the high Tibetan plateau or at Dome A in Antarctica. SSS will also be applied for the site testing campaign of the future Chinese extremely large telescope.

atmospheric optics, optical turbulence, single star SCIDAR

Citation: Liu L Y, Yao Y Q, Vernin J, et al. Optical turbulence profiling with single star SCIDAR technique. *Chin Sci Bull*, 2013, 58: 4566–4570, doi: 10.1007/s11434-013-6083-9

The optical turbulence (OT) is an ubiquitous atmospheric phenomena that is caused by the fluctuations of the index of refraction of the air. When a plane light wave from a distant object passes through the atmosphere, random atmospheric refraction can seriously damage the wavefront, inducing spatial and temporal inhomogeneities [1–4]. Characterization of the wavefront properties is very important for active and passive imaging, astronomical site testing, adaptive optics, laser communications, target tracking and designation, as well as laser beam control (directed energy) system [5–9]. Therefore, there is a growing demand for the knowledge of optical turbulence over the propagation paths, especially the turbulence profile. Several instruments have been developed for measurement of turbulence profile in the world [10], such as MASS [11], SCIDAR [12], SLODAR [13] and SNODAR [14]. However, up to now, no instruments have been set up in China for long-term monitoring of turbulence

profiles, which has limited the development of the optical turbulence research and optical application in many fields.

To quantify the optical turbulence degradations, we have developed a single star SCIDAR (SSS instrument) allowing remote sensing of the distribution of C_n^2 with height. SCIDAR technique was first proposed by Vernin et al. [15, 16] in 1973, which analyzed the double star scintillation in order to separate the effect of each optical turbulent layer. The classical SCIDAR was not sensitive to near-ground turbulence: no scintillation was produced below a phase screen. The so-called generalized SCIDAR (GS) was developed by Fuchs et al. [17], allowing one to solve the problem mentioned above. GS can detect the turbulence from ground to the top of atmosphere; Avila et al. [18] presented their experiment and results. Recently, Habib et al. [19] proposed a new method, named SSS, which retrieves atmospheric turbulence parameters using single star scintillation. Instead of using a large aperture telescope for the GS double star technique, the new instrument needs only a 40 cm aperture telescope, which is

*Corresponding author (email: liuly@nao.cas.cn)

transportable and easily equipped for site survey [20, 21].

The SSS is a new technique for retrieving atmospheric turbulence profile by analyzing single star scintillation. Figure 1 shows the principle of SSS: each turbulence layer creates an atmospheric speckle pattern on the telescope pupil, which moves at the speed of the corresponding layer. \mathbf{v} is the velocity of this layer and t is the time gap between two successive images. Then the distance between the two figures of the speckles is bound by

$$\mathbf{d} = \mathbf{v} * t. \quad (1)$$

To measure \mathbf{d} , we calculate cross-correlation of separate scintillation images taken at difference time $t = n\Delta t$, where $n = 1, 2, 3, \dots$ and Δt is the separation of 2 consecutive frames. The scintillation patterns are analyzed in real time, by computing the spatial auto-correlation and not less than two spatio-temporal cross-correlation images.

According to the Habib et al. [19], for the turbulence layer of height h_i , the spatiotemporal cross-correlation functions of the same atmospheric speckle $C(r, \Delta t)$ at the point r_0 at t and point $r_0 + r$ at $t + \Delta t$ is formulated as

$$C(r, \Delta t) = \sum_{i=1}^N C(r, h_i) * G(r, \sigma_{vi}\Delta t) * S(r) * \delta(r - v_i\Delta t) + n(r), \quad (2)$$

where r is the position vector; N is the number of turbulence layer; $C(r, h_i)$ is the spatial auto-correlation function of the scintillation image which refer to the layer i ; $G(r, \sigma_{vi}\Delta t)$ is a Gaussian function which introduces σ_{vi} ; $S(r)$ is the impulse response of the CCD; $\delta(r - v_i\Delta t)$ indicates the horizontal movement of the turbulent layer i at speed v_i ; $n(r)$ is the noise function.

$W(f, h_i)$ equals to the Fourier transformation of the function $C(r, h_i)$, and it can be described as

$$W(f, h_i) = 1.54\lambda^{-2} |f|^{(-11/3)} C_n^2(h_i) \Delta h_i \sin^2(\pi \lambda h_i f^2), \quad (3)$$

where f is the frequency vector, and λ is the wavelength. Therefore, we can extract the turbulence intensity profile $C_n^2(h)$ from $C(r, \Delta t)$. The three dimensional $-11/3$ law is

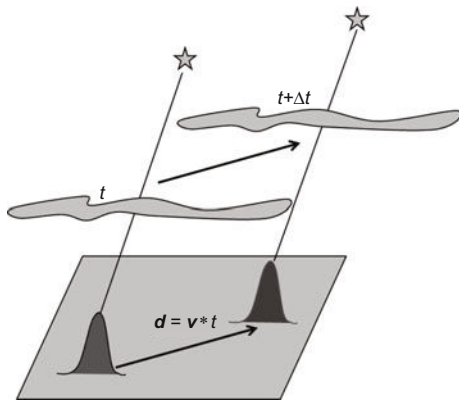


Figure 1 The principal of single star SCIDAR.

the same as the one dimensional $-5/3$ law of general Kolmogorov turbulence [22], encountered in the atmosphere and in the solar wind [23], for example.

The relative error of the correlation function is defined by Vernin et al. [20, 24]:

$$\frac{\Delta C}{C(0)} = \sqrt{\frac{1}{N_{\text{speckles}}}}. \quad (4)$$

ΔC is the estimation error, N_{speckles} is the amount of independent atmospheric speckles analysed, and $C(0)$ is the scintillation variance which is created by all of the layers.

The off-line process provides both optical turbulence and wind speed profiles with the “simulated annealing” algorithm. Figure 2 shows the measured temporal cross-correlation of scintillation pattern computed over images separated by 3 exposure intervals, using the 40 cm telescope entrance pupil. The same function reconstructed with the simulated annealing algorithm is also shown. The most important bumps (red) of the spatio-temporal correlation are well reconstructed and the noise (yellow bumps) are canceled out.

We have assembled the SSS prototype with readily available commercial components, and made preliminary experiments in Beijing. The list of main parts of the SSS is the following, and the specifications are presented in Table 1.

- (i) A 40 cm Meade M16 tube on an Astro-Physics 1200 equatorial mount;
- (ii) A collimating lens after the focus of the telescope, to make the beam parallel;
- (iii) A CCD camera, attached after the collimating lens for fast sampling star scintillation pattern. The fast readout CCD-200XS, by Pixelfly, allows continuous acquisition with a high frequency rate without any loss of images;
- (iv) An auto-guiding system made with a Meade CCD (LPI);
- (v) Two control computers: one captures scintillation images from the CCD camera and computes the spatial auto-correlation and cross-correlation images, the second computer runs real time tracking through the CCD guider.

To detect turbulence near the ground, we employ the “Generalized SCIDAR” technique [17], i.e. the CCD is moved below the conjugated pupil plane into a virtual plane in order to

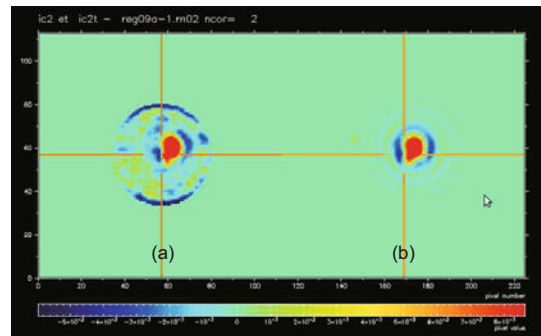


Figure 2 Measured temporal cross-correlation of the scintillation pattern (a), and the same function after “simulated annealing” reconstruction (b).

Table 1 The SSS instrument specifications

Component	Description
Telescope	Meade M16 Diameter: 0.4 m Focal length: 4 m
Equatorial mount	Astro-Physics 1200 Capacity: approximately 80 kg
Collimating lens	Diameter: 2 mm Focal length: 10 mm
Detector	Pixelfly 200XS Exposure time: 1 ms Resolution: 640×480 pixel Pixel size: 9.9 μm×9.9 μm Quantum efficiency: 40% @500 nm

analyze the low altitude layers of turbulence (Figure 3). The camera, apart from the conjugated pupil plane by a distance z , is equivalent to analyze the scintillation pattern in the plane of height H below the entrance pupil of telescope, according to the following relationship:

$$H = \left(\frac{F}{f}\right)^2 z, \quad (5)$$

where F and f are the focal length of the telescope and the collimating lens respectively.

After the first test in the laboratory of NAOC headquarter, the SSS prototype was sent to Xinglong Station of NAOC, which is located at lat. 40°23', long. 117°34' with an altitude of 980 m. The SSS was installed in the public astronomical dome of Xinglong Station approximately 4 m above the ground. According to eq. (5), with $F = 4$ m and $f = 10$ mm, setting the CCD camera $z = 6.25$ mm apart from the image plane of collimating lens, the generalized SCIDAR analysis plane has been moved 1 km below the telescope pupil, making access to low altitude turbulence. Two important purposes are considered for this SSS experiment. The first is to check the performance under real conditions and make further improvement, and the second is to determine the turbulence characteristics of Xinglong Station from ground to the top of the atmosphere.

The first SSS measurements was conducted on April 18 and 19, 2011. The targets were α Boo ($m_V = -0.04$ mag) and

α Aql ($m_V = 0.77$ mag). The exposure time was set to 1 ms, in order to freeze the moving scintillating pattern, and the minimal time interval between two exposures was 5.6 ms. The spatio-temporal cross-correlation functions were obtained every 11.2 s, corresponding to a set of 2000 images. The variation of the sky background was also checked every hour.

Figure 4 presents the result of the first night measurements. The mean vertical profiles of turbulence and wind speed over the whole range of atmosphere are presented. The wind speed, as shown in Figure 4(b), is ranging from 10 m/s at ground level to 25 m/s around 11 km, the tropopause level. According to the discussion by Vernin et al. [15] and by Gior-dano et al. [21], the SSS can retrieve four sub-layers of turbulence and wind speed within the surface layer. Due to the low vertical resolution, the SSS technique cannot distinguish altitude among the four layers, and we arbitrarily sort them with increasing wind speed from the bottom to the top of surface layer. The first four sub-layers of turbulence and wind speed modulus are corresponding to a surface layer (0–1 km) slab. One can notice the steep wind speed gradient in the surface layer, growing from 6 to 15 m/s in less than a kilometer. The gradient might be important for astronomical site, since dust can affect not only the telescope mirror but also the overall transparency of the atmosphere [25].

To verify the validity of wind speed profile measured by the SSS, we compared the results with those of National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA) within the same period. The NOAA wind speed profiles are given from ground to 26 km over 14 layers, every 3 hours on a $2.5^\circ \times 2.5^\circ$ latitude-longitude grid. We selected the NOAA data at 21:00 (UT) on 18 April 2011, corresponding to the same observing period of the SSS measurements at Xinglong Station. The dashed line in Figure 4(b) is the NOAA wind speed profile, which is well consistent with the SSS profile, except at the tropopause level, where the wind speed by SSS measurements seem to be underestimated.

To optimize the performance of an adaptive optics (AO) system, one needs the knowledge of atmospheric turbulence parameters, such as the seeing ε_0 , the isoplanatic angle θ_0 , and the coherence time τ_0 . All these parameters can be derived from measurements of the vertical profiles of $C_n^2(h)$ and wind speed $V(h)$ [4, 26], as follows:

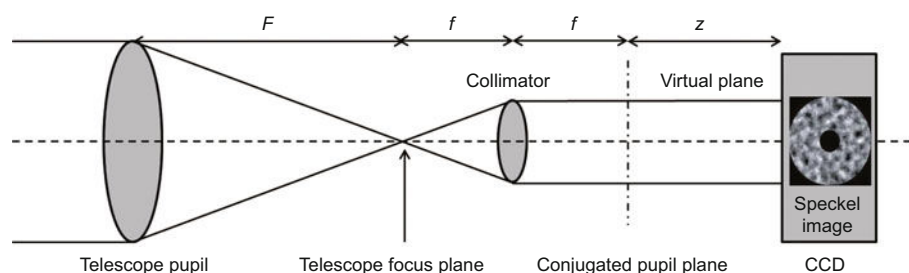


Figure 3 Principle of the generalized SCIDAR. In order to detect the turbulence near the ground, the CCD is moved behind the conjugated pupil plane, according to eq. (2).

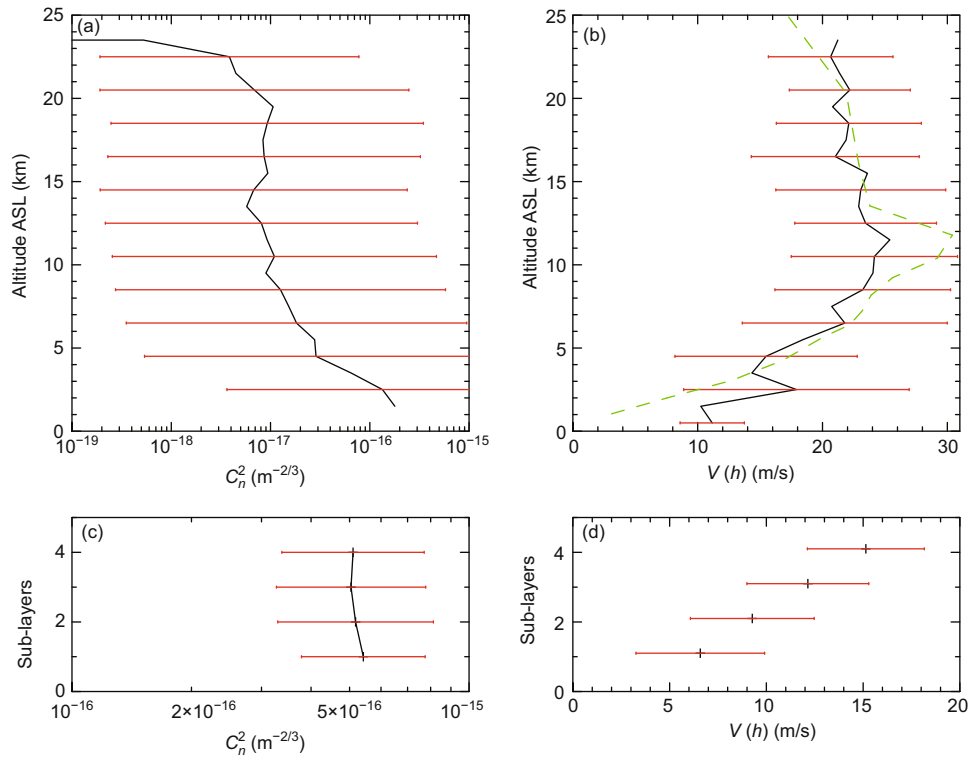


Figure 4 (a) is the median profile of turbulence $C_n^2(h)$ with $\pm\sigma_{\log(C_n^2)}$ error bars, and the (b) is the median of wind speed modulus profile $|V(h)|$ with $\pm\sigma$ error bars, deduced by SSS measurements on 18 April 2011. The dashed line in (b) shows the wind speed above Xinglong Observatory, at 21:00 UT time on 18 April 2011, as provided by the Air Resources Laboratory of National Oceanic and Atmospheric Administration. Average profiles of turbulence (c) and speed modulus (d) within the surface layer (4 sub-layers) are also shown.

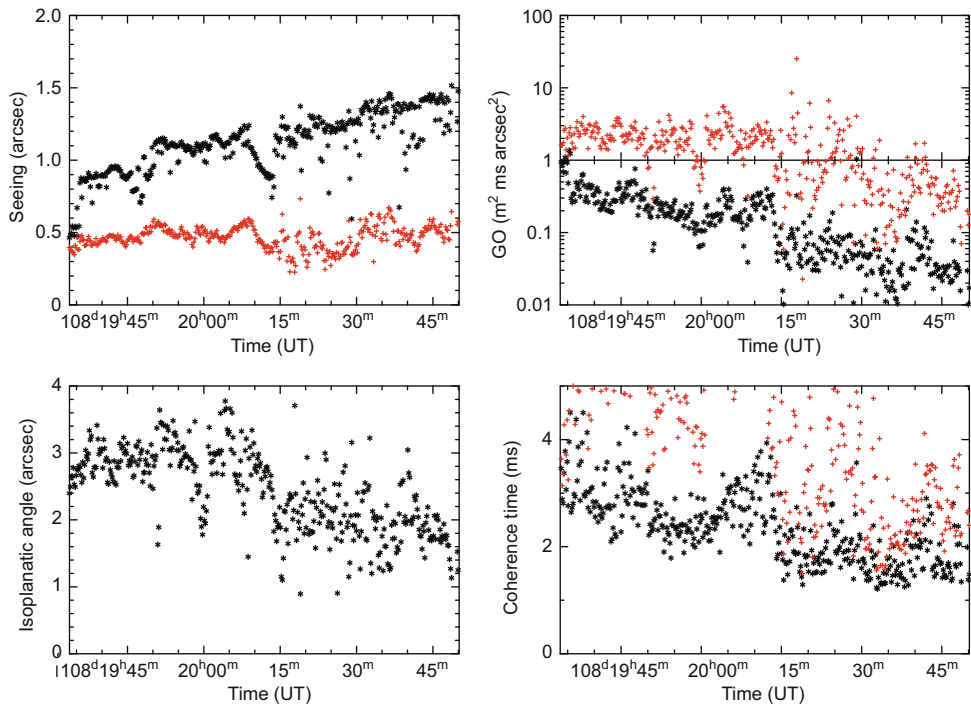


Figure 5 From top left to bottom right, the seeing (the integral of the optical turbulence profile), the coherence volume G_0 , the isoplanatic angle θ_0 , and the coherence time τ_0 , measured by SSS on 18 April 2011. Black dots refer to the integral results over whole atmosphere and red crosses to the same parameters but for only free atmosphere.

$$\varepsilon_0 = 5.25\lambda^{-1/5} \left(\int_0^\infty C_n^2(h) dh \right)^{3/5}, \quad (6)$$

$$\theta_0 = 0.058\lambda^{6/5} \left(\int_0^\infty h^{5/3} C_n^2(h) dh \right)^{-3/5}, \quad (7)$$

$$\tau_0 = 0.058\lambda^{6/5} \left(\int_0^\infty |V(h)|^{5/3} C_n^2(h) dh \right)^{-3/5}. \quad (8)$$

Figure 5 presents the comprehensive turbulence parameters at Xinglong Station for the first time. In Figure 5, black dots indicate the temporal evolution of the seeing, corresponding to the integral of the optical turbulence profiles over the whole range of atmosphere. Red dots refer to the same parameter, but taking into account the free atmosphere only. The whole atmospheric seeing distributes between 0.7 and 1.5 arcsec, however, the free atmosphere seeing is stable around 0.5 arcsec. The isoplanatic angle θ_0 is ranging from 1 to 4 arcsec, and the coherence time τ_0 is ranging from 1.5 to 4 ms. The coherence volume G_0 [27] is a comprehensive evaluation for adaptive optics, taking into account the Fried's radius r_0 ($r_0 = 0.98\lambda/\varepsilon_0$), the isoplanatic angle θ_0 and the coherence time τ_0 , according to the following formula:

$$G_0 \propto r_0^2 \tau_0 \theta_0^2. \quad (9)$$

In this paper, we have presented the design of a SSS prototype and the experimental results at Xinglong Station. The vertical profiles of turbulence intensity and wind speed from the ground to the top of the atmosphere are vital for evaluating the site conditions relevant to optical turbulence. Integrated optical parameters are deduced from the profiles including the seeing, the isoplanatic angle, and the coherence time. The results suggest that the spatial resolution of turbulence profile is about 500 m and the temporal resolution is ~ 12 s. We find that the SSS measurements are consistent with the NOAA dataset.

The SSS routine measurements will be continued in order to obtain a reliable characterization of vertical atmospheric turbulence at Xinglong Station. A seeing monitor [28, 29] will be installed at the same site to carry out simultaneous observations. Toward the future Chinese extremely large telescope [30], we also plan to develop an automated SSS, which will be suitable for the turbulence measurements in extreme environments, such as the sites on Tibetan Plateau [31] and Antarctica [32, 33].

We thank the public dome of Xinglong Observatory for their support during SSS observations, and the National Oceanic and Atmospheric Administration for its access to weather archive. This work was supported by the National Natural Science Foundation of China (10903014 and 11073031) and the Young Researcher Grant of National Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences.

- 1 Tatarskii V I. The effects of the turbulent atmosphere on wave propagation. Israel Program for Scientific Translations, Jerusalem, 1971
- 2 Chiba T. Appl Opt, 1971, 10: 2456–2461
- 3 Parry G. Opt Acta, 1981, 28: 715–728
- 4 Roddier F. Prog Opt, 1981, 19: 281–376
- 5 Vernin J, Muñoz-Tuñón C, Sarazin M, et al. Publ Astron Soc Pac, 2011, 123: 1334–1346
- 6 García-Lorenzo B, Fuensalida J. Mon Not Royal Astron Soc, 2011, 416: 2123–2129
- 7 Mu J, Zheng W J, Li M, et al. Chin Opt Lett, 2012, 10: 120101
- 8 Qiang X W, Song J P, Feng J W, et al. Proc SPIE, 2009, 7382: 73824O
- 9 Billy D, Randall J. Proc SPIE, 2011, 8162: 816204
- 10 Liu L Y, Yao Y Q. Prog Astron, 2010, 28: 391–403
- 11 Kornilov V, Tokovinin A, Shatsky N, et al. Mon Not Royal Astron Soc, 2007, 382: 1268–1278
- 12 Avila R, Vernin J, Masciadri E. Appl Opt, 1997, 36: 7898–7905
- 13 Love G D, Dunlop C N, Patrick S, et al. Proc SPIE, 2005, 6018: 60180G
- 14 Colin S B, Michael C B, Jon S L, et al. Proc SPIE, 2008, 7014: 70146I
- 15 Vernin J, Roddier F. J Opt Soc Am, 1973, 63: 270–273
- 16 Rocca A, Roddier F, Vernin J. J Opt Soc Am, 1974, 64: 1000–1004
- 17 Fuchs A, Tallon M, Vernin J. Publ Astron Soc Pac, 1998, 110: 86–91
- 18 Avila R, Vernin J, Cuevas S. Publ Astron Soc Pac, 1998, 110: 1106–1116
- 19 Habib A, Vernin J, Benkhaldoun Z, et al. Mon Not Royal Astron Soc, 2006, 368: 1456–1462
- 20 Vernin J, Chadid M, Aristidi E, et al. Astron Astrophys, 2009, 500: 1271–1276
- 21 Giordano C, Vernin J, Chadid M, et al. Publ Astron Soc Pac, 2012, 124: 494–506
- 22 Ran Z. Chin Sci Bull, 2011, 56: 2889–2892
- 23 Yao S, Tu C Y, He J S, et al. Chin Sci Bull, 2012, 57: 1421–1428
- 24 Vernin J, Azouit M. J Opt, 1983, 14: 131–142
- 25 Zheng X J, Zhang J H, Wang G H, et al. Sci China Phys Mech Astron, 2013, 56: 306–314
- 26 Tringuet H, Agabi A, Vernin J, et al. Publ Astron Soc Pac, 2008, 120: 203–211
- 27 Lloyd J P. Proc SPIE, 2004, 5491: 190L
- 28 Liu L Y, Yao Y Q, Wang Y P, et al. Res Astron Astrophys, 2010, 10: 1061–1070
- 29 Vernin J, Muñoz-Tuñón C. Publ Astron Soc Pac, 1995, 107: 265–272
- 30 Su D Q, Wang Y N, Cui X Q. Proc SPIE, 2004, 5489: 429
- 31 Liu L Y, Yao Y Q, Vernin J, et al. Proc SPIE, 2012, 8444: 844464
- 32 Pei C, Chen H L, Yuan X Y, et al. Proc SPIE, 2010, 7733: 77334W
- 33 Liu L Y, Yao Y Q, Vernin J, et al. IAU Symp, 2013, 288: 316–317

Annexe D

Optique adaptative à Dôme C

Comme je l'ai dit dans la section 1.4, l'optique adaptative (AO) est une technique qui permet de corriger les perturbations dues à la turbulence optique sur un front d'onde lumineux qui traverse l'atmosphère.

Au cours de ma 3ème année de Licence, j'ai pu effectuer un stage, encadré par Marcel Carbillet (mon co-directeur de thèse) et Eric Aristidi, sur la simulation d'un système d'optique adaptative sur un front d'onde traversant de 2 à 30 couches turbulentes. Nous avons centré notre étude sur le calcul de l'erreur d'anisoplanétisme et du rapport de Strehl. Le but de ce travail était l'étude de faisabilité d'utilisation d'un système d'optique adaptative à Dôme C. Nos résultats ont été utilisés dans une publication dont je suis co-auteur en 2009 [10].

Dans la continuité de cette étude nous avons, avec Marcel Carbillet, Eric Aristidi et Jean Vernin, utilisé les résultats du SSS obtenus dans notre article (Giordano et al. 2012 [23]) pour calculer deux profils médians du C_N^2 , l'un correspondant à la situation de "bon seeing", où le télescope se situe pratiquement en-dehors de la couche de surface, particulièrement fine au Dôme C, et l'autre à celle de "mauvais seeing", c'est-à-dire celle où le télescope se situe à l'intérieur de cette couche, selon une bimodalité bien particulière à Dôme C.

D.1 Caractérisation des deux modes de la turbulence optique à Dôme C

Dans Giordano et al. 2012 [23] nous montrons que le seeing présente une distribution bimodale, déjà observée à partir des mesures du DIMM par Aristidi et al. 2009 [2].

Les deux modes présents dans la distribution seront définis par un seuil $\varepsilon_0 = 0.6''$ sur les valeurs du seeing. En dessous de ce seuil on considère que l'on se trouve dans le premier mode, et au-dessus de ce seuil on se trouve dans le deuxième mode.

Nous avons donc calculé un profil typique de Dôme C pour chacun de ces modes afin de compléter le travail de mon stage de Licence en ayant une meilleure estimation de la turbulence. La figure D.1 montre les profils de C_N^2 et du module de la vitesse horizontale du vent obtenus en considérant le seuil défini ci-dessus. On peut voir d'après cette figure que le facteur entre les C_N^2

des deux modes est de l'ordre de 5 à 10 dans les plus basses couches. De plus, le pourcentage d'énergie turbulente entre 0 et 30m (voir équation D.1) à Dôme C est de l'ordre de 83% pour le mode $\varepsilon_0 < 0.6''$ et 89% pour le mode $\varepsilon_0 > 0.6''$. Concernant la vitesse du vent, la figure D.1 montre qu'il n'y a que peu de différence entre les deux comportements de l'atmosphère.

$$\%C_N^2 = 100 \cdot \frac{\int_0^{30} C_N^2 dh}{\int_0^{\infty} C_N^2 dh} \quad (\text{D.1})$$

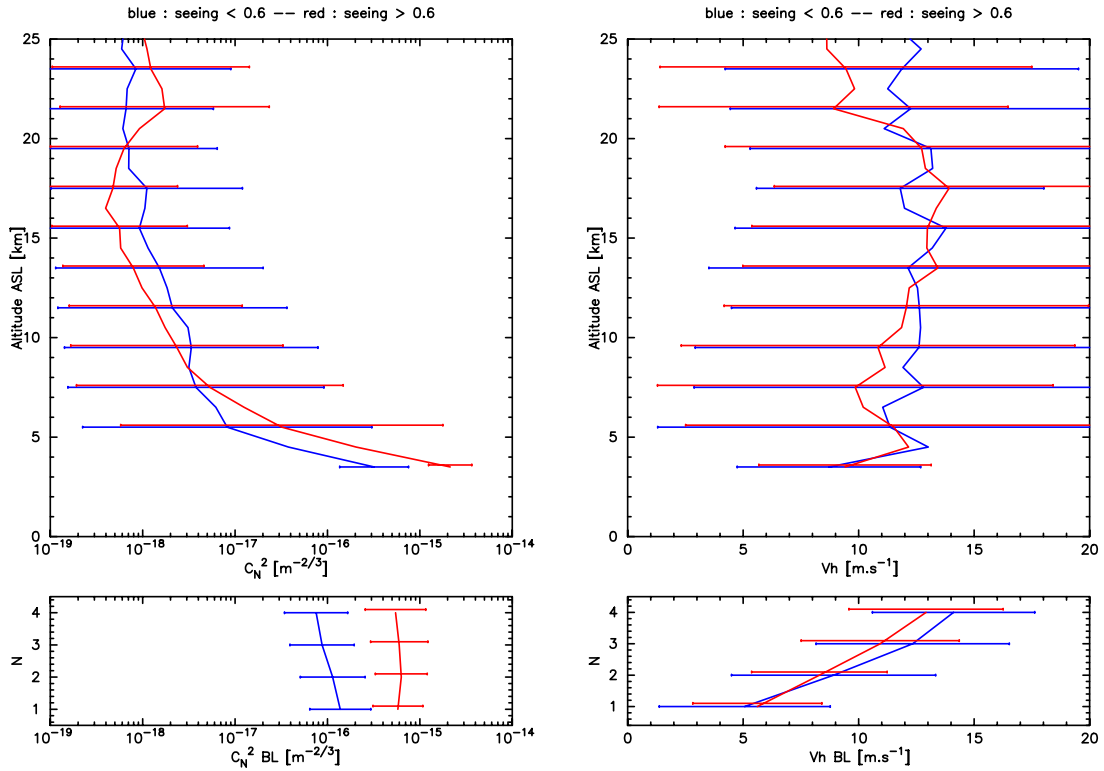


Figure D.1 – Profils verticaux du C_N^2 et du module de la vitesse horizontale du vent $|V_h|$. En rouge sont tracés les profils moyens des cas où $\varepsilon_0 > 0.6''$, et en bleu les cas où $\varepsilon_0 < 0.6''$. Les cadres inférieurs représentent les profils dans les quatre couches de la couche limite.

Figure D.1 – C_N^2 and wind velocity modulus $|V_h|$ vertical profiles. In red, the mean profiles of cases with $\varepsilon_0 > 0.6''$ and in blue the cases with $\varepsilon_0 < 0.6''$. Bottom frames show profiles in the four sub-layers of the boundary layer.

La présence de deux comportements atmosphériques différents à Dôme C, caractérisés par la distribution bi-modale du seeing, pourrait donner lieu à deux types d'utilisations d'un système d'AO. La table D.1 montre les principaux paramètres optiques, calculés dans le visible à

la longueur d'onde $\lambda = 0.5\mu m$ (voir section 1.1.2) pour chaque comportement.

Table D.1 – Principaux paramètres caractérisant les deux comportements de la turbulence au Dôme C calculés dans le visible ($\lambda = 0.5\mu m$).

Table D.1 – Main parameters characterizing the two turbulent behaviors at Dome C computed at $\lambda = 0.5\mu m$.

	Mode $\varepsilon_0 < 0.6''$	Mode $\varepsilon_0 > 0.6''$
$\varepsilon_0 [']$	0.4	1.2
$r_0 [cm]$	25	8.4
$\theta_0 [']$	6.6	5.3
$\tau_0 [ms]$	9.0	2.9

L'utilisation d'un système d'AO est d'autant plus facile que le paramètre de Fried r_0 est grand, et r_0 est d'autant plus fort que la longueur d'onde est grande. Par conséquent, il est plus aisée de corriger les déformations du front d'onde par un système d'AO dans le proche infrarouge que dans le visible. Dans la suite nous allons nous intéresser à la bande J ($\lambda = 1.25\mu m$). Sachant que $\varepsilon_0(\lambda) \propto \lambda^{-1/5}$, $r_0(\lambda) \propto \lambda^{6/5}$, $\theta_0(\lambda) \propto \lambda^{6/5}$ et $\tau_0(\lambda) \propto \lambda^{6/5}$ on peut recalculer les valeurs visibles dans la table D.1 pour une longueur d'onde λ_2 en fonction de leurs valeurs à la longueur d'onde λ_1 en suivant les équations suivantes :

$$\varepsilon_0(\lambda_2) = \varepsilon_0(\lambda_1) \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right)^{-1/5} ; r_0(\lambda_2) = r_0(\lambda_1) \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right)^{6/5} \quad (D.2)$$

$$\theta_0(\lambda_2) = \theta_0(\lambda_1) \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right)^{6/5} ; \tau_0(\lambda_2) = \tau_0(\lambda_1) \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right)^{6/5} \quad (D.3)$$

Dans la bande J ($\lambda = 1.25\mu m$) on obtient les valeurs détaillées dans la table D.2.

Table D.2 – Principaux paramètres caractérisant les deux comportements de la turbulence au Dôme C calculés dans la bande J ($\lambda = 1.25\mu m$).

Table D.2 – Main parameters characterizing the two turbulent behaviors at Dome C computed in J band ($\lambda = 1.25\mu m$).

	Mode $\varepsilon_0 < 0.6''$	Mode $\varepsilon_0 > 0.6''$
$\varepsilon_0 [']$	0.33	1.20
$r_0 [cm]$	76.0	25.2
$\theta_0 [']$	19.8	15.9
$\tau_0 [ms]$	27.0	8.7

D.2 Dimensionnement du système d'AO

Pour un système d'AO, l'erreur principale dans la correction σ_F^2 , appelée "fitting error", dépend directement de r_0 et de la distance inter-actionneurs d . En effet le nombre limité d'actionneurs induit une incapacité du miroir déformable à reproduire les hautes fréquences spatiales de la turbulence. σ_F^2 est défini par l'équation suivante :

$$\sigma_F^2 = a \left(\frac{d}{r_0} \right)^{5/3} \quad (\text{D.4})$$

où a vaut typiquement 0.28 pour un miroir déformable.

Par conséquent, pour un système d'AO à Dôme C l'erreur de "fitting" sera directement dépendante du mode d'observation car on a deux valeurs de r_0 distinctes.

Si on envisage un télescope de 2.4m de diamètre, avec une grille de 10×10 micro-lentilles (Schack-Hartman) on obtient une distance inter-actionneurs $d = 24\text{cm}$. Pour le mode $\varepsilon_0 < 0.6''$ on obtient une erreur $\sigma_F \approx 40.3\text{nm}$ et pour le mode $\varepsilon_0 > 0.6''$ on obtient $\sigma_F \approx 101.0\text{nm}$.

À partir de ces erreurs on peut calculer le rapport de Strehl défini théoriquement par l'équation D.5 :

$$S = \frac{I}{I_0} \quad (\text{D.5})$$

où I représente l'intensité au centre de la fonction d'étalement du point (PSF) après correction par le système d'AO, et I_0 correspond à l'intensité au centre de la PSF théoriquement obtenue si la correction du système d'AO était parfaite, i.e. si on avait une tache d'Airy.

En pratique, pour calculer le rapport de Strehl on utilise l'approximation de Maréchal définie par l'équation D.6 :

$$S = e^{-\sigma^2} \quad (\text{D.6})$$

σ représente les différentes erreurs de corrections exprimées en radian. En considérant seulement l'erreur de "fitting" on obtient des rapport de Strehl $S = 96\%$ pour le mode $\varepsilon_0 < 0.6''$ et $S = 77\%$ pour le mode $\varepsilon_0 > 0.6''$.

Par conséquent on peut espérer utiliser deux types d'AO à Dôme C avec un seul système :

- Lorsque l'on se trouve dans le mode 1 ($\varepsilon_0 < 0.6''$; $S = 96\%$) on peut faire de la SCAO¹ (Single Conjugate Adaptive Optics), voir de l'ExAO² (Extreme Adaptive Optics) car le rapport de Strehl est supérieur à 90%.
- Lorsque l'on est dans le mode 2 ($\varepsilon_0 > 0.6''$; $S = 77\%$) on peut faire de la GLAO³ (Ground Layer Adaptive Optics) qui ne nécessite pas d'aussi bonnes conditions que les autres modes de fonctionnement.

1. La SCAO consiste à mesurer la déformation du front d'onde venant d'une seule étoile source.

2. La ExAO fonctionne sur le même principe que la SCAO mais avec une optimisation de chaque paramètre pour atteindre un rapport de Strehl supérieur à 90%.

3. La GLAO permet, en utilisant plusieurs étoiles sources, et par triangulation, d'avoir une meilleure correction du front d'onde déformé principalement par les couches basses de l'atmosphère.

D.3 Simulation de l'erreur d'anisoplanétisme

L'erreur d'anisoplanétisme correspond à l'erreur résiduelle (après correction) sur le front d'onde incident lorsque l'on se décale de la ligne de visée. En effet, à cause de la variation spatiale de la couche turbulente, le front d'onde que l'on corrige, i.e. venant de l'étoile guide, ne traverse pas les mêmes portions de couches turbulentes qu'un front d'onde venant d'un objet autour de cette étoile guide. Par conséquent, plus on s'écarte de la ligne de visée, moins la correction est efficace et plus l'erreur d'anisoplanétisme est importante.

Les simulations ont été réalisées avec le système Code for Adaptive Optics Systems (CAOS) (Carbillet et al. 2004 [12] et 2010 [9]) et le package, qui porte le même nom, CAOS (Carbillet et al. 2005 [11]) qui permet de simuler la traversée de l'atmosphère par un front d'onde. Un exemple d'utilisation de CAOS est visible dans la figure D.2. Sur cette figure chaque "module" représente une paramétrisation de notre simulation.

- Le module **ATM** (ATMosphere building) génère le profil de l'atmosphère traversée par le front d'onde. On doit donner au programme les informations sur le nombre de couches, leurs intensités et leurs vitesses.
- Le module **SRC** (SouRCe definition) simule la source lumineuse utilisée. On peut utiliser une seule source pour simuler un système SCAO (Single Conjugate Adaptive Optics) ou plusieurs pour simuler un système MCAO (Multi-Conjugate Adaptive Optics) ou GLAO (Ground Layer Adaptive Optics).
- Le module **GPR** (Geometrical PPropagator) effectue la propagation géométrique du front d'onde à travers l'atmosphère.
- Le module **WFA** (WaveFront Adder) permet de calculer la différence entre les fronts d'onde venant d'étoiles sources différentes afin de mesurer l'erreur d'anisoplanétisme. On peut également combiner ces modules pour simuler un système GLAO ou MCAO.

Nous avons simulé l'erreur d'anisoplanétisme obtenue avec un télescope de diamètre $D = 2,4m$ et 7 à 8 couches turbulentes. La table D.3 montre les deux profils utilisés pour les simulations. Nous avons choisi de regrouper les couches dont l'altitude est supérieure à $3500m$ pour le mode 1 et $2500m$ pour le mode 2 car elles correspondent en tout à moins de 6% de l'énergie turbulente dans le cas $\varepsilon_0 < 0.6''$ et à moins de 2% dans le cas $\varepsilon_0 > 0.6''$, et selon Tokovinin en 2004 [64] il devient inutile de considérer autant de couches à ces altitudes pour simuler notre système.

Le premier résultat important concerne l'erreur d'anisoplanétisme. La figure D.3 représente cette erreur en fonction de l'écart à l'étoile guide pour les deux modes choisis. On constate, pour le mode $\varepsilon_0 < 0.6''$, que l'anisoplanétisme croît rapidement de $0nm$ à $150nm$ lorsque l'on se décale de 0 à $5'$ de la ligne de visée, puis elle reste autour de cette valeur lorsque l'on continue à s'écarter de l'axe. Le phénomène est le même pour le mode $\varepsilon_0 > 0.6''$ mais avec un plafonnement à environ $300nm$.

La figure D.4 correspond au rapport de Strehl déduit de l'erreur d'anisoplanétisme grâce à l'approximation de Maréchal (équation D.6). On constate que le rapport de Strehl ne passe pas au-dessous de 50% pour le mode 1, et 10% pour le mode 2. On peut noter que les valeurs de

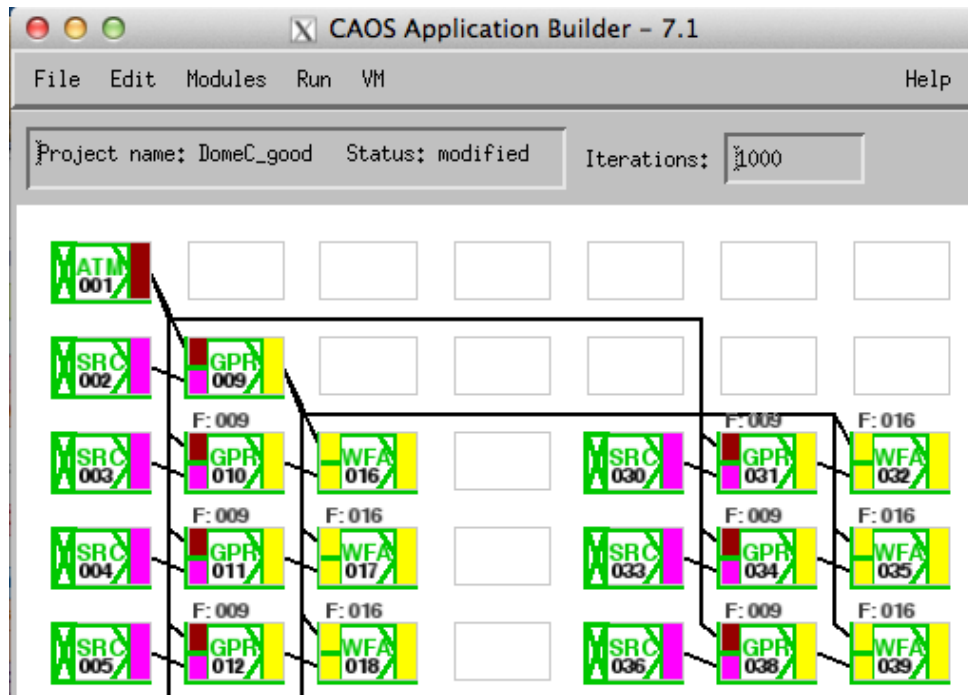


Figure D.2 – Exemple de configuration d'un projet de simulation utilisant CAOS.

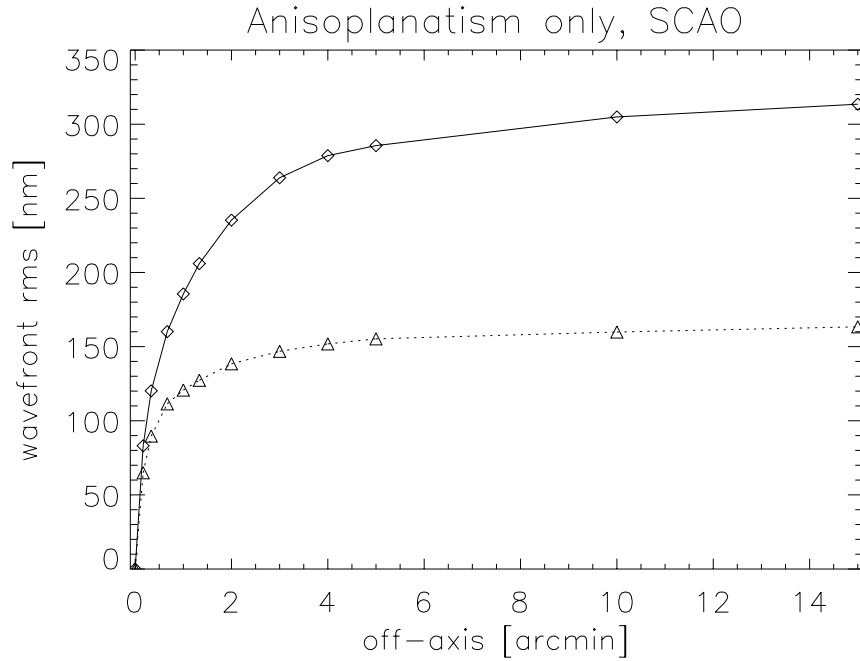
Figure D.2 – Example of system configuration using CAOS.

l'erreur d'anisoplanétisme et du rapport de Strehl pour les deux modes divergent rapidement lorsqu'on se décale de la ligne de visée.

Au regard de ces résultats, il apparaît que le Dôme C peut être un très bon site pour utiliser un système de SCAO lorsque l'on est dans le mode 1 correspondant à un seeing $\varepsilon_0 < 0.6''$. Il reste maintenant à étudier le cas d'un système GLAO potentiellement intéressant pour le mode 2 correspondant à un seeing $\varepsilon_0 > 0.6''$.

Table D.3 – Profil vertical de C_N^2 utilisé pour les simulations avec CAOS.**Table D.3** – Vertical profile of C_N^2 used for CAOS simulations.

Mode $\varepsilon_0 < 0.6''$			Mode $\varepsilon_0 > 0.6''$		
Altitude (m)	$C_N^2 dh [m^{1/3}]$	$\%C_N^2 [\%]$	Altitude (m)	$C_N^2 dh [m^{1/3}]$	$\%C_N^2 [\%]$
8	$5.28 \cdot 10^{-14}$	27.76	8	$2.22 \cdot 10^{-13}$	22.015
16	$4.37 \cdot 10^{-14}$	22.976	16	$2.42 \cdot 10^{-13}$	23.948
24	$3.36 \cdot 10^{-14}$	17.643	24	$2.30 \cdot 10^{-13}$	22.751
31	$2.89 \cdot 10^{-14}$	15.204	31	$2.09 \cdot 10^{-13}$	20.747
1267	$1.45 \cdot 10^{-14}$	7.635	1267	$7.84 \cdot 10^{-14}$	7.771
2267	$3.15 \cdot 10^{-15}$	1.658	2267	$1.23 \cdot 10^{-14}$	1.218
3267	$2.38 \cdot 10^{-15}$	1.249			
11118	$1.12 \cdot 10^{-14}$	5.874	10747	$1.56 \cdot 10^{-14}$	1.549

**Figure D.3** – Erreur d'anisoplanétisme obtenue grâce à la simulation faite avec CAOS pour les deux modes visibles dans la table D.3 et la figure D.1. La courbe en pointillés correspond au mode 1 ($\varepsilon_0 < 0.6''$) et la courbe en ligne pleine correspond au mode 2 ($\varepsilon_0 > 0.6''$).**Figure D.3** – Anisoplanatism error obtained from CAOS simulation for the two modes shown in table D.3 and figure D.1. The dashed line corresponds to the mode 1 ($\varepsilon_0 < 0.6''$) while the solid line corresponds to the mode 2 ($\varepsilon_0 > 0.6''$).

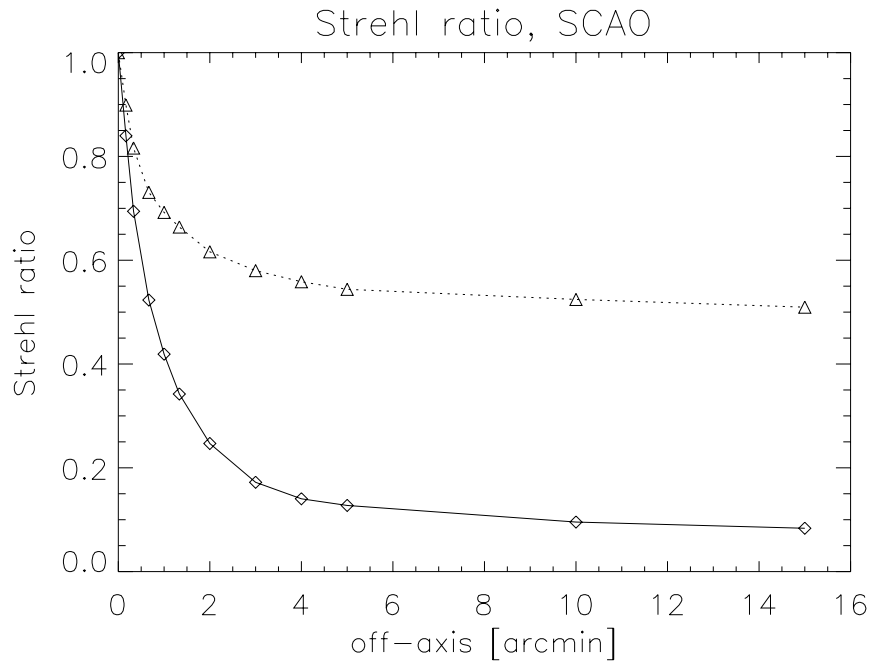


Figure D.4 – Rapport de Strehl obtenu grâce à la simulation faite avec CAOS pour les deux modes visibles dans la table D.3 et la figure D.1. La courbe en pointillés correspond au mode 1 ($\varepsilon_0 < 0.6''$) et la courbe en ligne pleine correspond au mode 2 ($\varepsilon_0 > 0.6''$).

Figure D.4 – Strehl ratio obtained from CAOS simulation for the two modes shown in table D.3 and figure D.1. The dashed line corresponds to the mode 1 ($\varepsilon_0 < 0.6''$) while the solid line corresponds to the mode 2 ($\varepsilon_0 > 0.6''$).

Annexe E

Communications scientifiques

E.1 Novembre-Décembre 2011 - Stage à l'Arizona State University

J'ai effectué au cours de ma première année de thèse un stage d'un mois à l'Université d'Etat d'Arizona (ASU) avec le professeur Alex Mahalov et le Docteur Mohammed Moustauoui dans le but d'apprendre le fonctionnement de WRF.

J'ai été invité, au cours de ce stage, à faire un séminaire sur le SSS à Dôme C. Le titre de la présentation était : "*Single Star Scidar at Dome C : Study of atmospheric parameters for High Angular Resolution in Astronomy*".

E.2 13th Annual WRF Users' Workshop, Boulder - June 2012

J'ai pu assister à la conférence sur le modèle WRF organisée par le National Center for Atmospheric Research (NCAR) à Boulder, Colorado, au mois de juin 2012.

Au cours de cette conférence, j'ai présenté un poster sur mes travaux de recherche. Le sujet était l'utilisation de WRF à Dôme C en Antarctique.

E.3 CNES-ONERA Propagation Workshop, Toulouse, France - Janvier 2013

J'ai assisté à la conférence sur la propagation organisée par l'ONERA à Toulouse.

J'ai fait une présentation orale sur la comparaison des prévisions de WRF-TV et des mesures faites au-dessus de l'ORM.

E.4 SPIE 2014 - Astronomical Telescope + Instrumentation, Montréal, Canada - Juin 2014.

Je suis allé assister au colloque organisé par SPIE à Montréal au mois de juin 2014, sur les télescopes spatiaux et l'instrumentation au sol.

J'ai été sélectionné afin de pouvoir faire une présentation orale dans la session : "Observatory Operations : Strategies, Processes, and Systems. Le sujet était la présentation de WRF-TV au-dessus de l'ORM, et la présentation des améliorations que j'ai apportées aux simulations. Cette présentation a été accompagnée d'un article pour la conférence.

E.5 Adapting to the atmosphere, Durham, Angleterre - septembre 2014.

J'ai participé à la conférence de Durham en Angleterre au mois de septembre 2014. Le thème de cette conférence était l'optique atmosphérique et les différents instruments permettant de mesurer l'intensité de la turbulence optique.

J'ai également pu présenter le modèle WRF-TV ainsi que les résultats des différentes optimisations (horizontales et verticales) que j'ai faites pendant ma thèse.

Bibliographie

- [1] A. Abahamid, A. Jabiri, J. Vernin, Z. Benkhaldoun, M. Azouit, and A. Agabi. Optical turbulence modeling in the boundary layer and free atmosphere using instrumented meteorological balloons. *Astron. & Astrophys.*, 416 :1193–1200, March 2004.
- [2] E. Aristidi, E. Fossat, A. Agabi, D. Mékarnia, F. Jeanneaux, E. Bondoux, Z. Challita, A. Ziad, J. Vernin, and H. Trinquet. Dome C site testing : surface layer, free atmosphere seeing, and isoplanatic angle statistics. *A&A*, 499 :955–965, June 2009.
- [3] R. Avila, J. L. Avilés, R. W. Wilson, M. Chun, T. Butterley, and E. Carrasco. LOLAS : an optical turbulence profiler in the atmospheric boundary layer with extreme altitude resolution. *MNRAS*, 387 :1511–1516, July 2008.
- [4] M. Azouit and J. Vernin. Remote investigation of tropospheric turbulence by two-dimensional analysis of stellar scintillation. *Journal of Atmospheric Sciences*, 37 :1550–1557, 1980.
- [5] M. Azouit and J. Vernin. Optical Turbulence Profiling with Balloons Relevant to Astronomy and Atmospheric Physics. *PASP*, 117 :536–543, May 2005.
- [6] H. W. Babcock. The Possibility of Compensating Astronomical Seeing. *PASP*, 65 :229, October 1953.
- [7] R. Barletti, G. Ceppatelli, L. Paterno, A. Righini, and N. Speroni. Mean vertical profile of atmospheric turbulence relevant for astronomical seeing. *Journal of the Optical Society of America (1917-1983)*, 66 :1380, December 1976.
- [8] P. Bougeault, C. de Hui, B. Fleury, and J. Laurent. Investigation of seeing by means of an atmospheric mesoscale numerical simulation. *Applied Optics*, 34 :3481, June 1995.
- [9] M. Carbillet, G. Desiderà, E. Augier, A. La Camera, A. Riccardi, A. Boccaletti, L. Jolissaint, and D. Ab Kabir. The CAOS problem-solving environment : recent developments. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 7736 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 44, July 2010.
- [10] M. Carbillet, A.-L. Maire, B. Le Roux, E. Aristidi, C. Giordano, O. Pasqueron de Fommervault, J. Gautier, and H. Trinquet. Adaptive optics (AO) and ground-layer AO for Dome C : numerical simulation results. In L. Spinoglio and N. Epchtein, editors, *EAS Publications Series*, volume 40 of *EAS Publications Series*, pages 157–164, 2010.
- [11] M. Carbillet, C. Vérinaud, B. Femenía, A. Riccardi, and L. Fini. Modelling astronomical adaptive optics - I. The software package CAOS. *MNRAS*, 356 :1263–1275, February 2005.

-
- [12] M. Carbillet, C. Verinaud, M. Guarracino, L. Fini, O. Lardiere, B. Le Roux, A. T. Puglisi, B. Femenia, A. Riccardi, B. Anconelli, S. Correia, M. Bertero, and P. Boccacci. CAOS : a numerical simulation tool for astronomical adaptive optics (and beyond). In D. Bonaccini Calia, B. L. Ellerbroek, and R. Ragazzoni, editors, *Advancements in Adaptive Optics*, volume 5490 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, pages 637–648, October 2004.
- [13] T. Cherubini, S. Businger, and R. Lyman. *An operational perspective for modeling optical turbulence. Seeing Clearly : The Impact of Atmospheric Turbulence on the Propagation of Extraterrestrial Radiation.*, pages 165–182. S. Businger and T. Cherubini, Eds., VBW Publishing, 2011.
- [14] T. Cherubini, S. Businger, R. Lyman, and M. Chun. Modeling Optical Turbulence and Seeing over Mauna Kea*. *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, 47 :1140, 2008.
- [15] C. E. Coulman. Vertical profiles of small-scale temperature structure in the atmosphere. *Boundary-Layer Meteorology*, 4 :169–177, April 1973.
- [16] C. E. Coulman, J.-C. Andre, P. Lacarrere, and P. R. Gillingham. The observation, calculation, and possible forecasting of astronomical seeing. *PASP*, 98 :376–387, March 1986.
- [17] C. E. Coulman, J. Vernin, Y. Coqueugniot, and J. L. Caccia. Outer scale of turbulence appropriate to modeling refractive-index structure profiles. *Appl. Opt.*, 27 :155–160, 1988.
- [18] C. E. Coulman, J. Vernin, and A. Fuchs. Optical seeing-mechanism of formation of thin turbulent laminae in the atmosphere. *Appl. Opt.*, 34 :5461–+, August 1995.
- [19] F. Dalaudier, J. Barat, F. Bertin, E. Brun, M. Crochet, and F. Cuq. Comparison Between S.T. Radar and in Situ Balloon Measurements. In T. D. Guyenne and J. Hunt, editors, *European Rocket & Balloon Programmes and Related Research*, volume 229 of *ESA Special Publication*, page 247, 1985.
- [20] D. L. Fried. Optical Resolution Through a Randomly Inhomogeneous Medium for Very Long and Very Short Exposures. *Journal of the Optical Society of America (1917-1983)*, 56 :1372, October 1966.
- [21] A. Gill. *Atmosphere ocean dynamics*. Academic Press, 1982.
- [22] R. Gilmozzi and J. Spyromilio. The European Extremely Large Telescope (E-ELT). *The Messenger*, 127 :11–+, March 2007.
- [23] C. Giordano, J. Vernin, M. Chadid, E. Aristidi, A. Agabi, and H. Trinquet. Dome C Site Characterization in 2006 with Single-Star SCIDAR. *PASP*, 124 :494–506, May 2012.
- [24] C. Giordano, J. Vernin, C. Muñoz-Tuñón, and H. Trinquet. Seeing and ground meteorology forecast for site quality and observatory operations. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 9149 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, August 2014.
- [25] C. Giordano, J. Vernin, H. Trinquet, and C. Muñoz-Tuñón. Weather Research and Forecasting prevision model as a tool to search for the best sites for astronomy : application to La Palma, Canary Islands. *MNRAS*, 440 :1964–1970, May 2014.
-

-
- [26] C. Giordano, J. Vernin, H. Vázquez Ramió, C. Muñoz-Tuñón, A. M. Varela, and H. Trinquet. Atmospheric and seeing forecast : WRF model validation with in situ measurements at ORM. *MNRAS*, 430 :3102–3111, April 2013.
- [27] A. Habib, J. Vernin, Z. Benkhaldoun, and H. Lanteri. Single star scidar : atmospheric parameters profiling using the simulated annealing algorithm. *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, 368 :1456–1462, May 2006.
- [28] S. Hagelin, E. Masciadri, and F. Lascaux. Optical turbulence simulations at Mt Graham using the Meso-NH model. *MNRAS*, 412 :2695–2706, April 2011.
- [29] B. Joseph, A. Mahalov, B. Nicolaenko, and K. L. Tse. High resolution DNS of jet stream generated tropopausal turbulence. *Geophysical Research Letter*, 30 :1525, May 2003.
- [30] B. Joseph, A. Mahalov, B. Nicolaenko, and K. L. Tse. Variability of Turbulence and Its Outer Scales in a Model Tropopause Jet. *Journal of Atmospheric Sciences*, 61 :621–643, March 2004.
- [31] V. Kan, F. Dalaudier, and V. Sofieva. Variable anisotropy of small-scale stratospheric irregularities retrieved from stellar scintillation measurements by GOMOS/Envisat. In *40th COSPAR Scientific Assembly. Held 2-10 August 2014, in Moscow, Russia, Abstract C2.2-61-14.*, volume 40 of *COSPAR Meeting*, 2014.
- [32] A. Kolmogorov. The Local Structure of Turbulence in Incompressible Viscous Fluid for Very Large Reynolds’ Numbers. *Akademiia Nauk SSSR Doklady*, 30 :301–305, 1941.
- [33] V. Kornilov, A. Tokovinin, N. Shatsky, O. Voziakova, S. Potanin, and B. Safonov. Combined MASS-DIMM instruments for atmospheric turbulence studies. *MNRAS*, 382 :1268–1278, December 2007.
- [34] F. Lascaux, E. Masciadri, and S. Hagelin. Mesoscale optical turbulence simulations above Dome C, Dome A and South Pole. *MNRAS*, 411 :693–704, February 2011.
- [35] L. Liu, Y. Yao, J. Vernin, M. Chadid, Y. Wang, H. Wang, J. Yin, C. Giordano, and X. Qian. Atmospheric turbulence measurements at Ali Observatory, Tibet. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 8444 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 64, September 2012.
- [36] L. Liu, Y. Yao, J. Vernin, H. Wang, M. Chadid, Y. Wang, C. Giordano, J. Yin, and X. Qian. Optical turbulence profiling with single star SCIDAR technique. *Chinese Science Bulletin*, 58 :4566–4570, December 2013.
- [37] Z. Liu and X. Cui. The ELT situation in China. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 6986 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, April 2008.
- [38] Z. Liu and X. Cui. The ELT situation in China. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 6986 of *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, May 2008.
-

-
- [39] J. P. Lloyd. Optical turbulence in the Antarctic atmosphere. In W. A. Traub, editor, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 5491, pages 190–+, October 2004.
- [40] A. Mahalov and M. Moustaooui. Vertically nested nonhydrostatic model for multiscale resolution of flows in the upper troposphere and lower stratosphere. *Journal of Computational Physics*, 228 :1294–1311, March 2009.
- [41] A. Mahalov and M. Moustaooui. Characterization of atmospheric optical turbulence for laser propagation. *Laser & Photonics Rev.*, 4 :144–159, 2010.
- [42] A. Mahalov, M. Moustaooui, and V. Grubišić. A numerical study of mountain waves in the upper troposphere and lower stratosphere. *Atmospheric Chemistry & Physics*, 11 :5123–5139, June 2011.
- [43] A. Mahalov, M. Moustaooui, and B. Nicolaenko. Three-dimensional instabilities in non-parallel shear stratified flows. *Kinetic and Related Models, American Institute of Mathematical Sciences*, 2 :215 – 229, 2008.
- [44] A. Mahalov, B. Nicolaenko, K. L. Tse, and B. Joseph. Eddy mixing in jet-stream turbulence under stronger stratification. *Geophysical Research Letter*, 31 :23111, December 2004.
- [45] E. Masciadri, R. Avila, and L. J. Sánchez. Statistic Reliability of the Meso-Nh Atmospheric Model for 3D C[N]2 simulations. *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica*, 40 :3–14, April 2004.
- [46] E. Masciadri, P. Bougeault, J. Vernin, and F. Angeles. 3D mapping of the optical turbulence around the San Pedro Martir site using the numerical model Meso-Nh : perspectives for a flexible-scheduling application. In P. Léna and A. Quirrenbach, editors, *Interferometry in Optical Astronomy*, volume 4006 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, pages 1136–1147, July 2000.
- [47] E. Masciadri and S. Egner. First Seasonal Study of Optical Turbulence with an Atmospheric Model. *PASP*, 118 :1604–1619, November 2006.
- [48] E. Masciadri and P. Jabouille. Improvements in the optical turbulence parameterization for 3D simulations in a region around a telescope. *Astron. & Astrophys.*, 376 :727–734, September 2001.
- [49] E. Masciadri, J. Vernin, and P. Bougeault. 3D mapping of optical turbulence using an atmospheric numerical model. I. A useful tool for the ground-based astronomy. *Applied Optics*, 137 :185–202, May 1999.
- [50] E. Masciadri, J. Vernin, and P. Bougeault. 3D mapping of optical turbulence using an atmospheric numerical model. II. First results at Cerro Paranal. *Applied Optics*, 137 :203–216, May 1999.
- [51] National Center for Atmospheric Research, Boulder - Colorado , USA. *ARW Version 3 Modeling System User’s Guide*, 2013. User guide.
- [52] H. Ottersten. Atmospheric Structure and Radar Backscattering in Clear Air. *Radio Science*, 4 :1179–1193, December 1969.
-

-
- [53] C. Robert, J.-M. Conan, V. Michau, J.-B. Renard, C. Robert, and F. Dalaudier. Anisotropic refractive index fluctuations spectrum in the stratosphere sensed from balloon-borne observations of stellar scintillation. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 6745 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, October 2007.
- [54] F. Roddier. The Effects of Atmospheric Turbulence in Optical Astronomy. *Prog. Optics*, 19 :281–376, 1981.
- [55] N. W. Rosenberg and E. M. Dewan. Stratospheric Turbulence and Vertical Effective Diffusion Coefficients. In A. J. Broderick and T. M. Hard, editors, *Proceedings of the Third Conference on the Climatic Impact Assessment*, page 91, November 1974.
- [56] G. Rousset, J. C. Fontanella, P. Kern, P. Gigan, and F. Rigaut. First diffraction-limited astronomical images with adaptive optics. *Astron. & Astrophys.*, 230 :L29–L32, April 1990.
- [57] M. Sarazin and F. Roddier. The ESO differential image motion monitor. *A&A*, 227 :294–300, January 1990.
- [58] M. Schöck, S. Els, R. Riddle, W. Skidmore, T. Travouillon, R. Blum, E. Bustos, G. Chanan, S. G. Djorgovski, P. Gillett, B. Gregory, J. Nelson, A. Otárola, J. Seguel, J. Vasquez, A. Walker, D. Walker, and L. Wang. Thirty Meter Telescope Site Testing I : Overview. *PASP*, 121 :384–395, April 2009.
- [59] W. C. Skamarock, J. B. Klemp, J. Dudhia, D. O. Gill, D. M. Barker, M. G. Duda, X.-Y. Huang, W. Wang, and J. G. Powers. *A Description of the Advanced Research WRF Version 3*. National Center for Atmospheric Research, Boulder - Colorado , USA, 2008. Technical Note.
- [60] J. Stock and G. Keller. *Astronomical Seeing*, page 138. the University of Chicago Press, 1961.
- [61] V. I. Tatarski. *Wave propagation in a turbulent medium*. Dover Publication, 1961.
- [62] V. I. Tatarski. *The effects of the turbulent atmosphere on wave propagation*. 1971.
- [63] A. Tokovinin. A new method of measuring atmospheric seeing. *Astronomy Letters*, 24 :662–664, September 1998.
- [64] A. Tokovinin. Seeing Improvement with Ground-Layer Adaptive Optics. *PASP*, 116 :941–951, October 2004.
- [65] H. Trinquet and J. Vernin. A statistical model to forecast the profile of the index structure constant C_N^2 . *Environmental Fluid Mechanics*, 7 :397, September 2007.
- [66] T. E. Vanzandt, J. L. Green, K. S. Gage, and W. L. Clark. Vertical profiles of refractivity turbulence structure constant - Comparison of observations by the Sunset Radar with a new theoretical model. *Radio Science*, 13 :819–829, October 1978.
- [67] H. Vázquez Ramió, J. Vernin, C. Muñoz-Tuñón, M. Sarazin, and et al. European Extremely Large Telescope Site Characterization. II. High Angular Resolution Parameters. *PASP*, 124 :868–884, August 2012.
-

-
- [68] J. Vernin. SCIDAR measurements and model forecasting of free atmosphere turbulence. In S. D’Odorico and J.-P. Swings, editors, *European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings*, volume 24 of *European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings*, pages 279–288, 1986.
- [69] J. Vernin. Mechanism of formation of optical turbulence (Invited Speaker). In J. Vernin, Z. Benkhaldoun, and C. Muñoz-Tuñón, editors, *Astronomical Site Evaluation in the Visible and Radio Range*, volume 266 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pages 2–+, 2002.
- [70] J. Vernin and M. Azouit. Image processing adapted to the atmosphere speckle. I. Speckle formation in turbulent atmosphere. Statistical properties. *Journal of Optics*, 14 :5–9, January 1983.
- [71] J. Vernin and M. Azouit. Image processing adapted to the atmospheric speckle. II. Remote sounding of turbulence by means of multidimensional analysis. *Journal d’Optique*, 14 :131–142, 1983.
- [72] J. Vernin and C. Muñoz-Tuñón. Optical seeing at La Palma Observatory. I - General guidelines and preliminary results at the Nordic Optical Telescope. *Astron. & Astrophys.*, 257 :811–816, April 1992.
- [73] J. Vernin and C. Muñoz-Tuñón. Optical seeing at La Palma Observatory. 2 : Intensive site testing campaign at the Nordic Optical Telescope. *Astron. & Astrophys.*, 284 :311–318, April 1994.
- [74] J. Vernin, C. Muñoz-Tuñón, M. Sarazin, H. Vázquez Ramió, and et al. European Extremely Large Telescope Site Characterization I : Overview. *PASP*, 123 :1334–1346, November 2011.
- [75] J. Vernin and C. Munoz-Tunon. Measuring astronomical seeing : The DA/IAC DIMM. *PASP*, 107 :265–272, March 1995.
- [76] J. Vernin and F. Roddier. Experimental determination of two-dimensional spatiotemporal power spectra of stellar light scintillation. Evidence for a multilayer structure of the air turbulence in the upper troposphere. *Journal of the Optical Society of America (1917-1983)*, 63 :270–273, 1973.
- [77] J. Vernin, H. Trinquet, G. Jumper, E. Murphy, and A. Ratkowski. OHP02 gravity wave campaign in relation to optical turbulence. *Environmental Fluid Mechanics*, 7 :371–+, September 2007.
- [78] J. Werne and D. C. Fritts. Stratified shear turbulence : Evolution and statistics. *J. Geophys. Res.*, 26 :439–442, February 1999.
-